

DIEGO ALVES DE MORO MARTINS

**IMPLEMENTAÇÃO E AVALIAÇÃO DE MODELOS
COMPUTACIONAIS PARA A PREVISÃO DA EROSÃO
EM CICLONES**



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

2016

DIEGO ALVES DE MORO MARTINS

**IMPLEMENTAÇÃO E AVALIAÇÃO DE MODELOS
COMPUTACIONAIS PARA A PREVISÃO DA EROSÃO EM CICLONES**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA.**

Área de concentração: Mecânica dos Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Francisco José de Souza

UBERLÂNDIA - MG

2016

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG, Brasil.

M386i Martins, Diego Alves de Moro, 1985-
2016 Implementação e avaliação de modelos computacionais para a
previsão da erosão em ciclones / Diego Alves de Moro Martins. - 2016.
175 f. : il.

Orientador: Francisco José de Souza.
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia, Programa
de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.
Inclui bibliografia.

1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Ciclones - Teses. 3. Escoamento
bifásico - Teses. 4. Fluidodinâmica computacional - Teses. I. Souza,
Francisco José de, 1973-. II. Universidade Federal de Uberlândia,
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

CDU: 621

Dedico esta tese à minha família.

AGRADECIMENTOS

À Universidade Federal de Uberlândia e à Faculdade de Engenharia Mecânica pela oportunidade de cursar o doutorado em Engenharia Mecânica. Ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica (POSMEC) pelo suporte. Ao Laboratório de Mecânica dos Fluidos por toda estrutura e apoio. Ao meu orientador, o professor Francisco José de Souza pelos ensinamentos proporcionados. Aos companheiros e professores do laboratório pela contribuição oferecida. Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior e Programa de Excelência Acadêmica (CAPES/PROEX), e à empresa Petróleo Brasileiro S.A. (Petrobras) pelo auxílio financeiro.

ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS.....	IX
LISTA DE TABELAS.....	XV
LISTA DE SÍMBOLOS.....	XVI
RESUMO	XXI
ABSTRACT.....	XXII
CAPÍTULO I: INTRODUÇÃO.....	1
1.1. JUSTIFICATIVAS.....	5
1.2. OBJETIVOS	5
CAPÍTULO II: REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1. MODELAMENTO DA EROÇÃO	8
2.2. EROÇÃO EM CICLONES	31
CAPÍTULO III: MODELAGEM.....	49
3.1. MODELAGEM MATEMÁTICA.....	49
3.1.1. <i>Fase euleriana</i>	49
3.1.1.1. Modelagem das tensões de Reynolds (RSM).....	50
3.1.1.2. Simulação das grandes escalas (LES)	53
3.1.2. <i>Fase lagrangeana</i>	55
3.1.3. <i>Acoplamento de duas vias</i>	60
3.1.4. <i>Acoplamento de quatro vias</i>	61
3.2. MODELAGEM NUMÉRICA	63
3.2.1. <i>Fase euleriana</i>	63
3.2.2. <i>Fase lagrangeana</i>	75
3.2.3. <i>Paralelização</i>	80
CAPÍTULO IV: RESULTADOS E DISCUSSÕES	88
4.1. AVALIAÇÃO DOS MODELOS	88
4.1.1. <i>Avaliação dos modelos para escoamento gás-sólido em um canal (Laín e Sommerfeld, 2008) ...</i>	<i>89</i>
4.1.2. <i>Avaliação do modelo de erosão para o escoamento em uma Curva (Mazumder et al., 2008)</i>	<i>91</i>
4.2. EROÇÃO EM CICLONES	95
4.2.1. <i>Análises com ciclone sem dipleg</i>	98
4.2.2. <i>Análises com o ciclone com dipleg</i>	111
4.2.2.1. Efeitos da interação entre as fases.....	113

4.2.2.2. Efeitos da correlação para coeficiente de restituição	120
4.2.2.3. Efeitos da rugosidade da parede	125
4.2.2.4. Efeitos do coeficiente de atrito	130
4.2.2.5. Resultados com o modelo de turbulência RSM	136
4.2.2.6. Efeitos do refinamento próximo à parede ($y^+ < 2$)	137
CAPÍTULO V: CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS.....	146
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	151

Lista de Figuras



Figura 1.1. Unidade de FCC (Valero Energy Corporation/TX) (a), e bateria de ciclones utilizados em regenerador de uma unidade de FCC (DWE MAN) (b).	2
Figura 1.2. Avarias causadas por desgaste erosivo em ciclones (Chen, 2011) (a) e (Emtrol) (b).	2
Figura 2.1. Esquema ilustrando uma partícula abrasiva se chocando com uma superfície e removendo material (Finnie, 1960).	9
Figura 2.2. Predição do volume removido em relação ao ângulo α comparado com resultados experimentais (\square aço SAE 1020, \triangle cobre, \circ alumínio) (Finnie, 1960).	9
Figura 2.3. Perda de massa de um aço SAE 1020 recozido em função da velocidade das partículas, para $\alpha = 20^\circ$ (Finnie, 1960).	10
Figura 2.4. Teste de erosão no vidro, resultados experimentais  e curva teórica — (Bitter, 1962).	13
Figura 2.5. Erosão do alumínio em função do ângulo de impacto. Valores teóricos —, valores experimentais  (Bitter, 1962).	15
Figura 2.6. Esquema do experimento realizado por Mason e Smith (1972).	16
Figura 2.7. Padrão de escoamento após a formação da concavidade na região de erosão primária (Mason e Smith, 1972).	17
Figura 2.8. Profundidade de desgaste ao longo das paredes côncava e convexa da curva com seção quadrada de lado 1 pol (Mason e Smith, 1972).	17
Figura 2.9. Padrão de escoamento para o carregamento mássico de 2,6 (Mason e Smith, 1972).	18
Figura 2.10. Gráfico relacionando o ângulo de impacto com a erosão (Grant e Tabakoff, 1973).	19
Figura 2.11. Gráfico da erosão em função da velocidade de impacto, com ângulo de impacto de 20° , para alumina (a) e sílica (b) (Grant e Tabakoff, 1973).	20
Figura 2.12. Gráfico da erosão em função da velocidade de impacto, com ângulo de impacto de 90° , para alumina (a) e sílica (b) (Grant e Tabakoff, 1973).	20
Figura 2.13. Gráfico da erosão em função do diâmetro da partícula, variando a velocidade, para a alumina (a) e para a sílica (b) (Grant e Tabakoff, 1973).	21
Figura 2.14. Relação entre a dureza do material e erosão com impacto normal. (Oka e Yoshida, 2005).	28
Figura 2.15. Razão de relaxação de carga em função da razão de indentação para alumínio e cobre (a), ferro e aço carbono (b) e aço inoxidável (c) (Oka e Yoshida, 2005).	29
Figura 2.16. Comparação entre o E_{90} experimental e o E_{90} calculado para partículas de SiO_2 (a), SiC (b) e Esferas de Vidro (c) (Oka e Yoshida, 2005).	31
Figura 2.17. Vista da entrada do ciclone, mostrando a região erodida do mesmo (Danyluk et al., 1980).	31
Figura 2.18. Diagrama esquemático do ciclone indicando as posições onde as medições de perda de material foram realizadas (Danyluk et al., 1980).	32
Figura 2.19. Perda de material vs. posição azimutal para cada posição indicada na Fig. 4 (Danyluk et al., 1980).	32

Figura 2.20. Causas de erosão em escoamentos densos, (a) impacto direcional, (b) impacto aleatório e (3) desgaste por fricção (Zughbi et al., 1991).	34
Figura 2.21. Posições radiais onde as medições foram realizadas (Zughbi et al., 1991).	35
Figura 2.22. Frequência do desgaste máximo do <i>vortex finder</i> em função das posições radiais de medição para todos os 27 ciclones (Zughbi et al., 1991).	36
Figura 2.23. Espessura média da parede do <i>vortex finder</i> desgastado para cada módulo em função da distância acima do fim do vortex finder (Zughbi et al., 1991).	36
Figura 2.24. Comparação entre o desgaste, na parte interna do <i>vortex finder</i> , medido experimentalmente e o predito teoricamente (Zughbi et al., 1991).	37
Figura 2.25. Influência da velocidade de entrada ($u_{c,in}$) na taxa de desgaste do ciclone (r_c), para diferentes carregamentos de sólidos catalíticos (μ_c) (Reppenhagen e Werther, 1999).	38
Figura 2.26. Trajetórias de partículas de (a) 5 μm (b) 20 μm (c) 40 μm (d) > 60 μm (Utikar et al., 2010).	40
Figura 2.27. Comparação da taxa de erosão em função de diferentes concentrações de sólidos e velocidades do gás (Utikar et al., 2010).	40
Figura 2.28. Fratura no ciclone separador (esquerda), posição da fratura no ciclone separador (direita). (Zheng et al., 2010).	42
Figura 2.29. Gráfico da resistência à fratura dos aços analisados (Zheng et al., 2010).	42
Figura 2.30. Esquema mostrando o comportamento das partículas em ciclones de primeiro e segundo estágio (Karri et al., 2011).	43
Figura 2.31. Esquema com as dimensões dos ciclones utilizados [mm] (Karri et al., 2011).	43
Figura 2.32. Taxa de erosão para as três razões L/D, no cone e no cilindro (Karri et al., 2011).	44
Figura 2.33. Taxa de erosão obtida com os ciclones com o cone longo e cone curto, variando a velocidade na saída (Karri et al., 2011).	44
Figura 2.34. Efeito da velocidade de saída no ciclone com L/D = 3,1, com e sem estabilizador de vórtice (Karri et al., 2011).	45
Figura 2.35. Efeito da velocidade de saída no ciclone com L/D = 5,1, com e sem estabilizador de vórtice (Karri et al., 2011).	45
Figura 2.36. Taxas de erosão para taxas mássicas de 6,8 g/s (a), 11,8 g/s (b) e 15,7 g/s (c), obtidas experimentalmente (Sedrez, 2015).	47
Figura 2.37. Taxas de erosão para taxas mássicas de 6,8 g/s (a), 11,8 g/s (b) e 15,7 g/s (c), obtidas por meio de simulações numéricas (Sedrez, 2015).	48
Figura 3.1. Representação esquemática de dois elementos separados por uma face (Souza, 2011).	64
Figura 3.2. Volume de controle de fronteira.	67
Figura 3.3. Fluxograma do algoritmo SIMPLE, como implementado no UNSCYFL3D. n é o índice de avanço no tempo.	74
Figura 3.4. Ilustração do problema de localização da partícula. Haselbacher et al. (2007), pg. 2200.	76
Figura 3.5. Pontos de interseção entre a trajetória de uma partícula e as faces da célula. Haselbacher et al. (2007), pg. 2201.	77
Figura 3.6. Representação da colisão de uma partícula com uma parede. Haselbacher et al. (2007), pg. 2202.	78

Figura 3.7. Fluxograma do algoritmo SIMPLE com o modelo Lagrangeano com acoplamento de duas vias.	79
Figura 3.8. Fluxograma do algoritmo SIMPLE com o modelo Lagrangeano com acoplamento de quatro vias.	80
Figura 3.9. Esquema dos vetores de entrada da ferramenta METIS 5.0.2.	81
Figura 3.10. Malha de um duto particionada pela ferramenta METIS.	82
Figura 3.11. Esquema ilustrativo de troca de mensagens entre as partições (adaptado do Manual FEM).	83
Figura 3.12. Esquema do processo iterativo no SIMPLE, para um caso transiente.	84
Figura 3.13. Esquema do algoritmo do solucionador gradiente bi-conjugado paralelo.	85
Figura 3.14. Gráfico do <i>speed-up</i> obtido com o código UNSCYFL3D comparado com o resultado ideal.	86
Figura 3.15. Gráfico da eficiência obtida com o código UNSCYFL3D comparada com a eficiência ideal.	86
Figura 4.1. Esquema do canal utilizado nos experimentos de Laín e Sommerfeld (2008)	89
Figura 4.2. Detalhe da malha utilizada nas simulações do canal.	90
Figura 4.3. Perfis das componentes axiais das velocidades médias do fluido (a) e das partículas (b), perfil da componente axial da RMS das partículas (c) e perfil da concentração de partículas normalizado (d).	91
Figura 4.4. Esboço esquemático da curva simulada (adaptado de Duarte, 2015).	92
Figura 4.5. Malha computacional utilizada na simulação da curva.	93
Figura 4.6. Isovalores da razão de penetração na curva obtidos com a simulação numérica.	95
Figura 4.7. Razão de penetração numérica e experimental ao longo parede externa do tubo em função do ângulo de curvatura.	95
Figura 4.8. Fotografia da erosão do gesso no cone de um ciclone de segundo estágio, Karri et al. (2011).	96
Figura 4.9. Malha numérica do ciclone sem o <i>dipleg</i> , com aproximadamente 300.000 volumes hexaédricos, e as dimensões do ciclone no plano XY.	99
Figura 4.10. Distribuição das partículas para o caso com 300.000 volumes, modelo de turbulência RSM com os acoplamentos de uma (a) e quatro vias (b).	100
Figura 4.11. Isovalores do ângulo de impacto médio (a) e da velocidade média de impacto (b) para o caso com 300.000 volumes, modelo de turbulência RSM e acoplamento de quatro vias.	101
Figura 4.12. Isovalores da frequência de colisão das partículas com as paredes do ciclone (a) e da razão de penetração (b) para o caso com 300.000 volumes, modelo de turbulência RSM e acoplamento de quatro vias.	102
Figura 4.13. Perfis radiais das componentes axiais das velocidades médias do fluido e das partículas, próximos às paredes, em $Y=0,82$ m (a) e em $Y=1,5$ m (b).	102
Figura 4.14. Distribuição das partículas para o caso com 590.000 volumes, modelo de turbulência RSM e acoplamento de uma via.	103
Figura 4.15. Perfil da componente tangencial da velocidade média em $Y=1,2$ m dos casos com 300.000 e 590.000 elementos, com o modelo de turbulência RSM e acoplamento de uma via.	104
Figura 4.16. Isovalores do y^+ da malha com 650.000 volumes.	105

Figura 4.17. Distribuição das partículas para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	106
Figura 4.18. Isovalores da concentração de partículas para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	106
Figura 4.19. Isovalores do ângulo de impacto médio para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	107
Figura 4.20. Isovalores da velocidade média de impacto para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	108
Figura 4.21. Isovalores da razão de penetração para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	109
Figura 4.22. Perfil radial da componente tangencial da velocidade média próximo à parede, em Y=0,2 m, dos três os modelos de acoplamento utilizados.	109
Figura 4.23. Isovalores das componentes axial (a) e tangencial (b) da velocidade média, no plano XY, para o caso com a malha de 650.000 volumes, modelo de Smagorinsky e acoplamento de uma via.	110
Figura 4.24. Detalhes da malha com aproximadamente 890.000 volumes.....	111
Figura 4.25. Isovalores do y^+ da malha com 890.000 volumes.....	112
Figura 4.26. Isovalores das componentes axial (a) e tangencial (b) da velocidade média, no plano XY, para o caso com a malha de 890.000 volumes, modelo de Smagorinsky e acoplamento de uma via.	113
Figura 4.27. Distribuição das partículas para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	114
Figura 4.28. Isovalores da concentração média de partículas para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	114
Figura 4.29. Perfil axial da componente tangencial da velocidade média próximo à parede, em Y=0,5 m, para os três modelos de acoplamento utilizados.	115
Figura 4.30. Isovalores da frequência de impacto média para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	116
Figura 4.31. Isovalores da concentração média de partículas na região cônica do ciclone, em um plano XY, para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	117
Figura 4.32. Isovalores da razão de penetração para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	118
Figura 4.33. Isovalores do ângulo de impacto médio para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	119
Figura 4.34. Isovalores da velocidade média de impacto para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).....	119
Figura 4.35. Distribuições das partículas obtida com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).	121
Figura 4.36. Isovalores da concentração de partículas obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).	121

Figura 4.37. Isovalores da frequência de impacto das partículas obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).	122
Figura 4.38. Isovalores da razão de penetração obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).	123
Figura 4.39. Isovalores da velocidade média de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).	124
Figura 4.40. Isovalores da velocidade média de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).	124
Figura 4.41. Distribuições das partículas obtidas com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).....	126
Figura 4.42. Isovalores da concentração de partículas obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).....	126
Figura 4.43. Isovalores da frequência de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).....	127
Figura 4.44. Isovalores da razão de penetração obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).....	128
Figura 4.45. Isovalores da concentração de partículas, em um plano XY no cilindro do ciclone, obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).	129
Figura 4.46. Isovalores da velocidade média de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).....	129
Figura 4.47. Isovalores do ângulo de impacto médio obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).....	130
Figura 4.48. Distribuições das partículas obtidas com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).	131
Figura 4.49. Isovalores da concentração de partículas na parede obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).	132
Figura 4.50. Isovalores da concentração de partículas em um plano XY obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b). ..	133
Figura 4.51. Isovalores da frequência de impacto na parede obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).....	133
Figura 4.52. Isovalores da razão de penetração obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).	134
Figura 4.53. Isovalores da velocidade média de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).....	135
Figura 4.54. Isovalores do ângulo de impacto médio obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).....	135
Figura 4.55. Distribuições das partículas obtidas com os parâmetros da Tab. 4.11, acoplamento de uma via.	137
Figura 4.56. Isovalores do y^+ obtidos com a malha de 1.800.000 volumes.	138

Figura 4.57. Distribuição das partículas para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	139
Figura 4.58. Isovalores da concentração de partículas para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	140
Figura 4.59. Isovalores da frequência de impacto para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	140
Figura 4.60. Isovalores da concentração de partículas, em um plano XY para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	141
Figura 4.61. Isovalores da razão de penetração para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	142
Figura 4.62. Isovalores da velocidade média de impacto para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	144
Figura 4.63. Isovalores da ângulo médio de impacto para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).	144

Lista de Tabelas

Tabela 2.1. Propriedades das partículas erodentes e taxas de erosão medidas por Levy e Chik (1983).	24
Tabela 2.2. Valores de s e q para as partículas utilizadas por Oka et al. (2005).	26
Tabela 2.3. Constantes e expoentes para a equação preditiva obtidos por Oka e Yoshida (2005). ...	30
Tabela 3.1. Número de elementos por processo no particionamento da malha de um duto.	82
Tabela 4.1. Condições de simulação para predição da erosão.....	92
Tabela 4.2. Condições de simulação para predição da erosão Oka e Yoshida (2005).....	94
Tabela 4.3. Condições do experimento realizado por Karri et al. (2011).....	96
Tabela 4.4. Resultados experimentais para $L/D=4.1$	97
Tabela 4.5. Parâmetros utilizados em todas as simulações.	97
Tabela 4.6. Condições de contorno utilizadas nas simulações.	98
Tabela 4.7. Parâmetros utilizados nas simulações.	99
Tabela 4.8. Parâmetros utilizados nas simulações para avaliação dos coeficientes de restituição...	120
Tabela 4.9. Parâmetros utilizados nas simulações para avaliação da rugosidade na parede	125
Tabela 4.10. Parâmetros utilizados nas simulações para avaliação do coeficiente de atrito.....	131
Tabela 4.11. Parâmetros utilizados nas simulações para avaliação do modelo RSM.	136
Tabela 4.12. Parâmetros utilizados nas simulações com a malha mais refinada.	138
Tabela 4.13. Taxas de erosão obtidas com os parâmetros da Tab. 4.12	142

Lista de Símbolos

Letras Latinas

a	Coeficiente do sistema linear
b	Termo fonte do sistema linear
A	Área
A_{ij}	Termos advectivo
BH	Dureza Brinell do material
C_D	Coeficiente de arrasto
C_{lr}	Coeficiente de sustentação
C_{ls}	Razão entre a força de sustentação e a força de Saffman
C_r	Coeficiente de rotação
C_s	Constante de Smagorinsky
d	Distância até a parede do modelo RSM
D	Fluxo difusivo
D_p	Diâmetro da partícula no modelo de erosão
d_p	Diâmetro da partícula nas equações do movimento
D_p^*	Diâmetro de referência da partícula
df	Diâmetro de trinca do anel
\overrightarrow{dr}	Gradiente reconstruído
\vec{e}	Vetor unitário
e	Coeficiente de restituição
e_c	Fator de desgaste por corte
E	Módulo de elasticidade
$E(\alpha)$	Volume de material erodido pela massa de partículas
E_r	Razão de erosão
E_{res}	Resistência à erosão
E_t	Taxa de erosão
E_{90}	Erosão causada por impactos normais

Ef_n	Eficiência para n processos
F_r	Sustentação devido à rotação da partícula
F_s	Sustentação devido ao cisalhamento
$f(x)$	Função
g	Aceleração gravitacional
$g(\alpha)$	Dependência do ângulo de impacto na erosão normalizada
H	Altura da geometria
H_b	Dureza obtida com a esfera
HV	Dureza Vickers
I_p	Momento de inércia de uma esfera
J	Vazão mássica
K	Fator relacionado com dureza e forma da particular erodente
K_c	Resistência à fratura
K_d	Constante da taxa de desgaste
K_e	Constante da velocidade de colisão limite para deformação elástica
K_f	Razão entre as componentes na força normal sobre a partícula
L/D	Relação altura sobre o raio do ciclone
L_{ij}	Tensor de Leonard
m	Massa da partícula
\dot{m}	Fluxo mássico
M	Massa total de partículas
M_{ij}	Tensor de Reynolds de escala sub-malha
\vec{n}	Vetor normal unitário da face do elemento que sofreu impacto
n_k	Componente unitário da direção
N_k	Número real de partículas reais
$nvol$	Número de elementos do domínio
p	Pressão
p^*	Pressão modificada
P_{col}	Probabilidade de colisão
p_p	Tensão de escoamento plástico do material

P_{ij}	Termo produtivo
q	Coeficiente de Poisson
Q	Volume de material removido
r_c	Taxa de desgaste no ciclone
r_p	Raio da partícula
R	Raio da geometria
Re	Número de Reynolds
RP	Razão de penetração
S_{ij}	Tensor taxa de deformação
St	Número de Stokes
S_ϕ	Termo fonte
$S_{\bar{u}_i p}$	Termo fonte devido à interação com a fase dispersa
Sp_n	Speed-up para n processos
t	Tempo
T	Torque
T_{ij}	Tensor sub-malha
T_1	Tempo computacional para um processo
T_n	Tempo computacional para n processos
u	Componente de velocidade na direção x
$u_{c,in}$	Velocidade de entrada do gás
u_p	Velocidade da partícula
\vec{u}_{pr}	Velocidade relativa no ponto de contato
u_τ	Velocidade de cisalhamento
v	Componente de velocidade na direção y
V	Volume de controle
V_p	Velocidade de impacto da partícula
V_p^*	Velocidade de referência da partícula
w	Componente de velocidade na direção z
W_C	Desgaste por corte em termos de unidade de volume perdido

W_D	Desgaste por deformação em termos de volume perdido.
x, y, z	Coordenadas cartesianas
x_k	Componente normal à parede
x_p	Posição da partícula
y_p	Distância até a parede mais próxima.
y_e	Limite de carga elástico

Letras Gregas

α	Ângulo de impacto da partícula
Γ	Coeficiente de difusão
Δ	Comprimento característico da malha
$\Delta\gamma$	Desvio-padrão de uma distribuição Gaussiana
Δt_L	Passo de tempo Lagrangeano
δ	Delta de Kronecker
ε	Dissipação turbulenta
ε_r	Energia necessária para remover material da superfície erodida
κ	Energia cinética turbulenta
μ	Viscosidade dinâmica
μ_d	Coeficiente de atrito dinâmico
μ_{sol}	Carregamento de sólido do escoamento na entrada do ciclone
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta
ν	Viscosidade cinemática
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta
ξ	Distribuição Gaussiana
ρ	Massa específica
$\sigma_{p,i}$	RMS local da componente de velocidade da partícula
$\vec{\omega}$	Vorticidade
ω_p	Velocidade angular da partícula
ϕ	Escalar transportável
$\phi_{ij,1}$	Termo de retorno à isotropia

$\phi_{ij,2}$	Termo rápido
$\phi_{ij,w}$	Termo de reflexão de parede
ψ	Razão entre a profundidade de contato e profundidade de corte

Subscritos

f	Face
$fict$	Partícula fictícia
i, j, k	Índices tensoriais
L	Esquerdo
m	Material erodido
nb	Vizinhos do elemento p
R	Direito
$real$	Partícula real
p	Partícula
per	Perpendicular
par	Paralelo
w	Parede

Sobrescrito

i	Índice de velocidade
n	Nível no tempo
p	Pressão
u	Velocidade
$-$	Filtro no nível da malha ou média
\rightarrow	Vetor
$*$	Predição
$'$	Flutuação

Martins, D. A. M., "Implementação e Avaliação de Modelos Computacionais para a Previsão da Erosão em Ciclones", Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Brasil, 2016.

Resumo

Neste trabalho foram realizadas simulações numéricas com o intuito de prever a erosão por impacto de partículas em separadores ciclônicos. As predições foram realizadas utilizando métodos da Dinâmica dos Fluidos Computacional. A geometria estudada foi similar a um ciclone de segundo estágio do regenerador de uma unidade de craqueamento catalítico. Os resultados obtidos pelas simulações foram comparados com resultados experimentais da literatura, realizados em ciclones com paredes de acrílico e revestimento de gesso. Todavia, os modelos implementados para predição da erosão foram desenvolvidos para materiais metálicos. Neste contexto, a validação foi realizada com casos cujos materiais envolvidos são próprios para os modelos implementados. Após a validação, foram avaliadas as influências de modelos bifásicos, modelagem da turbulência, resolução de malha, presença de *dimple* e correlações que modelam o impacto das partículas com as paredes na erosão. Verificou-se que a modelagem da turbulência e a resolução da malha computacional foram os fatores que mais influenciaram na predição da erosão dos casos estudados. Outro parâmetro importante é o fator de atrito, cujo valor altera significativamente a taxa de erosão. Observou-se que a interação entre fluido e partículas diminui a taxa de erosão, mesmo a baixas concentrações, assim como as colisões entre as partículas. Em geral, as regiões erodidas observadas nas simulações coincidem com as experimentais.

Palavras Chave: CFD, Ciclones, Erosão em Ciclones, Escoamento Bifásico, Modelamento da Turbulência.

Martins, D. A. M., "Implementation and Evaluation of Computational Models for Erosion Prediction Erosion in Cyclone Separators", Doctoral Thesis, Federal University of Uberlandia, Brazil, 2016.

Abstract

Numerical simulations to predict erosion in cyclone separators due to the impact of particles were accomplished in this work. The predictions were performed through Computational Fluid Dynamics methods. The geometry investigated was similar to that of a second stage cyclone of a fluidized catalytic cracking unit. The numerical results were compared to experimental results available in the literature. The cyclone walls were made of acrylic with multiple coatings of drywall in the experiments. However, the implemented models to predict the erosion were developed for metallic materials. In this context, the validation was performed with cases in which the materials involved were the same as that used in the implemented models. The influence of the two-phase models, turbulence modelling, mesh resolution, dipleg presence and the models of particle/wall collision in erosion were evaluated after the validation. It was found that the turbulence modelling and mesh resolution were the most relevant factors in the erosion prediction, at least in the studied cases. Another relevant parameter is the friction factor, whose value significantly modifies the erosion rate. It was noticed that the interaction between the fluid and the particles reduces the erosion rate, even at low concentrations, as well as the interparticle collisions. Generally, the eroded regions were observed to match those from the experiments.

Keywords: CFD, Cyclones, Cyclone Erosion, Two-phase flow modelling, Turbulence Modelling.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O desgaste causado pelo impacto de partículas abrasivas em superfícies sólidas é um problema recorrente em equipamentos industriais, principalmente nos equipamentos de separação e transporte pneumático de particulados. Na indústria de refino de petróleo, por exemplo, o craqueamento do gasóleo em derivados mais leves ocorre nas unidades de craqueamento catalítico, chamadas de unidades de FCC (*Fluid Catalytic Cracking*). É uma das principais causas das paradas não programadas em uma unidade de FCC é a substituição dos separadores ciclônicos avariados devido ao desgaste erosivo.

Nas unidades de FCC, o processo físico-químico de craqueamento do gasóleo ocorre com o auxílio de partículas de catalisadores. As partículas, com elevadas temperaturas, entram em contato com o gasóleo no reator na unidade de FCC. Após o craqueamento do gasóleo no reator, forma-se uma espécie de coque sobre a superfície das partículas. Este coque é removido por um processo de queima e o gás proveniente desta queima precisa ser separado das partículas de catalisadores para que estas sejam reaproveitadas. Esta separação ocorre em baterias de ciclones no regenerador da unidade. Outra função dos separadores é evitar a emissão de gases com particulados na atmosfera.

Normalmente, as baterias de ciclones nos regeneradores são constituídas por ciclones de primeiro estágio, com velocidades menores e carregamentos mássicos maiores, e ciclones de segundo estágio, com velocidades maiores e carregamentos mássicos menores. As partículas não coletadas nos ciclones de primeiro estágio vão para os ciclones de segundo estágio. A eficiência de separação das baterias de ciclones pode atingir 99,999% (Noriler et al., 2004), se as condições de operação forem as mesmas ou ao menos similares às condições do projeto. Neste contexto, não há muita margem para melhora na eficiência do equipamento, sendo que a maior dificuldade na operação dos ciclones, como informado anteriormente, reside nos problemas relacionados ao desgaste dos equipamentos.

Os separadores ciclônicos do regenerador de uma unidade de FCC operam em condições relativamente severas, com altas temperaturas ($\approx 700\text{ }^{\circ}\text{C}$) e altas velocidades ($\approx 30\text{ m/s}$). Os problemas ocasionados pelas altas temperaturas envolvidas são resolvidos pela inserção de uma camada de material refratário no interior do ciclone. Entretanto, o desgaste erosivo causado pela colisão das partículas com as paredes remove esta camada refratária, provocando avarias nas paredes do ciclone e, em alguns casos, a perda de catalisador. Dependendo da intensidade do desgaste erosivo, o equipamento precisa ser reparado ou substituído, podendo ocasionar em uma paralização não programada da unidade de FCC. A Fig. 1.1(a) mostra uma unidade de FCC, destacando o regenerador, e a Fig. 1.1(b) mostra uma bateria de ciclones usados em um regenerador. A Fig. 1.2 mostra a avaria causada pelo desgaste erosivo, em diferentes separadores ciclônicos.

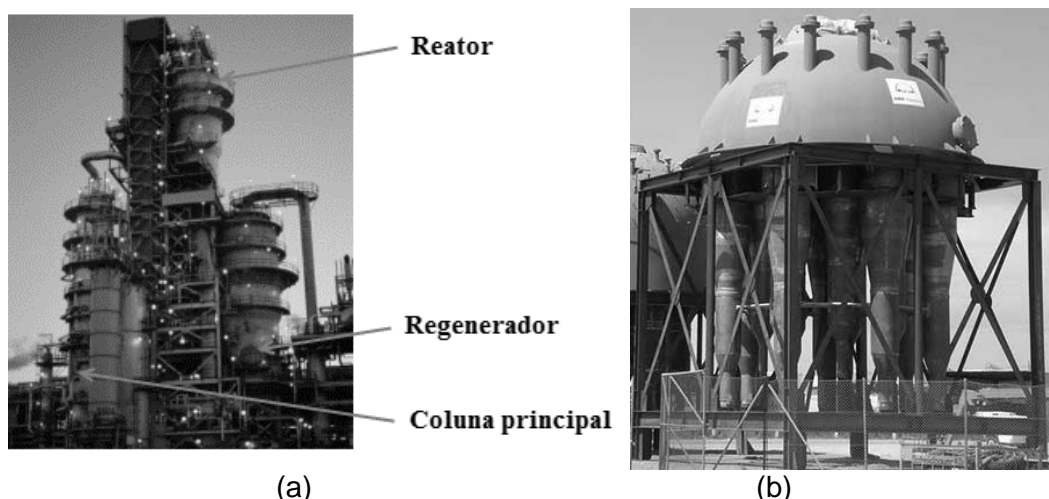


Figura 1.1. Unidade de FCC (Valero Energy Corporation/TX) (a), e bateria de ciclones utilizados em regenerador de uma unidade de FCC (DWE MAN) (b).

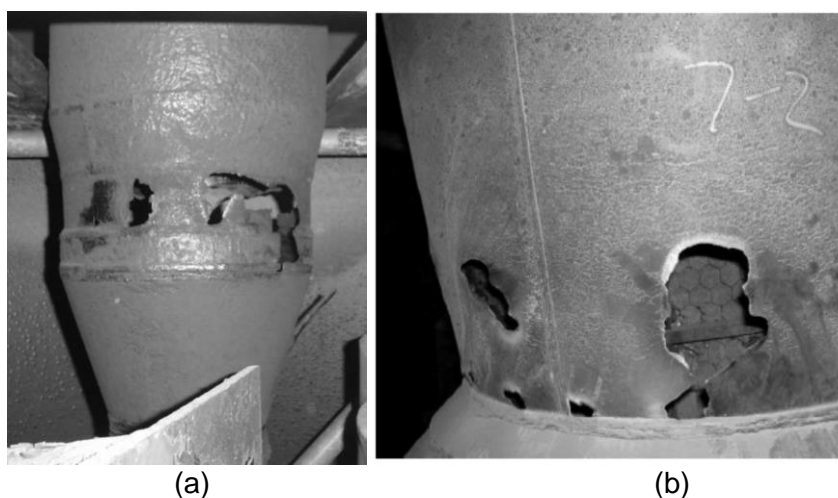


Figura 1.2. Avarias causadas por desgaste erosivo em ciclones (Chen, 2011) (a) e (Emtrol) (b).

Devido aos danos causados em equipamentos industriais e também à utilidade em tecnologias de fabricação, a erosão em virtude da colisão de partículas abrasivas com superfícies sólidas é investigada há muitos anos. Reynolds (1873) e Rayleigh (1912) realizaram estudos envolvendo jatos de areia. Há também referências à erosão no artigo de Young (1807) na *Natural Philosophy*. No entanto, o primeiro artigo técnico sobre erosão foi escrito por Wahl e Hartstein (1946). Desde então vários estudos foram realizados sobre o tema, com análises experimentais e propostas de modelos para predição da erosão.

A física do desgaste erosivo é muito complexa, as características variam de acordo com o escoamento que carrega as partículas e com as propriedades dos materiais envolvidos. A análise da física do processo pode ser realizada via experimentos materiais ou através de simulações numéricas com modelos teóricos. A análise experimental é muito utilizada, gerando bons resultados e auxiliando bastante a indústria na solução de problemas com desgaste erosivo. Entretanto, o alto custo associado e a demora em obtenção de resultados podem, em certos casos, tornar esta análise inviável. Outro problema da análise experimental é a dificuldade em obter resultados mais detalhados do processo de erosão. Neste contexto, a simulação numérica vem sendo muito praticada na predição e análise do desgaste erosivo, pois são menos dispendiosas e geram resultados mais detalhados, auxiliando bastante o entendimento da física do processo.

Atualmente, a análise teórica da erosão pode ser realizada via simulações de dinâmica dos fluidos computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamic*). O movimento das partículas é calculado em conjunto com o escoamento do fluido, e as velocidades e os ângulos com que as partículas colidem com as paredes alimentam modelos de erosão. A maioria dos modelos para predição da erosão utilizam correlações empíricas, que são específicas para cada material, pois o processo de desgaste erosivo é diferente. Para materiais com comportamento dúctil, a erosão é maior para baixos valores de ângulos de impacto. Por outro lado, para materiais com comportamento frágil, a erosão é maior para ângulos de impacto normais às superfícies. Logo, não existe um modelo genérico que independa das propriedades dos materiais. Entretanto, com as atuais tecnologias para caracterização das propriedades mecânicas dos materiais e análise do desgaste erosivo, foram desenvolvidos modelos que podem prever a erosão em materiais dúcteis e frágeis, em função de algumas de suas propriedades mecânicas.

Para prever o desgaste erosivo em um determinado caso, além de um modelo de erosão adequado, é necessário resolver com precisão o escoamento e o movimento das partículas. Em um ciclone, por exemplo, recomenda-se a solução do escoamento utilizando as equações filtradas de Navier-Stokes ou as equações médias com um modelo de turbulência que contemple os efeitos anisotrópicos do escoamento. Para solução do

movimento das partículas, a abordagem euleriana-lagrangeana pode ser empregada. Nesta abordagem, o fluido é resolvido como uma fase contínua e as partículas são resolvidas de forma discreta. Outro aspecto importante é o tratamento das colisões das partículas com as paredes das geometrias utilizadas, considerando ou não a rugosidade nas paredes e a transferência de energia durante o impacto através de coeficientes de restituição.

Nesta tese são apresentados resultados numéricos do desgaste erosivo causados por partículas sólidas em um separador ciclônico com características semelhantes às de um ciclone de segundo estágio do regenerador de uma unidade de FCC. Estes resultados foram obtidos utilizando o código UNSCYFL3D (*Unsteady Cyclone Flow 3D*), desenvolvido no Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Universidade Federal de Uberlândia (MFLab). Neste código, a fase euleriana é solucionada através das equações médias ou filtradas de Navier-Stokes para escoamento incompressível e fluido newtoniano. A fase lagrangeana é formada por partículas discretas que obedecem ao balanço da quantidade de movimento. A interação entre as fases pode ocorrer de três formas diferentes: por uma via, onde o fluido transporta as partículas; duas vias, onde há troca de quantidade de movimento entre partículas e fluido; e quatro vias, onde há troca de quantidade de movimento entre partículas e fluido, e entre partículas. O impacto das partículas com as paredes é modelado considerando os coeficientes de restituição e atrito, e a rugosidade na parede.

Os modelos para interação entre as partículas e as paredes implementados no código UNSCYFL3D (coeficientes de restituição e atrito e modelo de erosão) foram desenvolvidos para paredes metálicas. Contudo, a maioria dos trabalhos experimentais sobre erosão em ciclones foram realizados em paredes de acrílico ou gesso, devido ao baixo custo e à facilidade em obter os resultados. Neste contexto, a avaliação dos modelos implementados foi realizada com base em resultados experimentais cujo os materiais envolvidos foram os mesmos dos modelos. A avaliação foi realizada com base nos resultados experimentais de Laín e Sommerfeld (2008) e Mazumder et al. (2008).

Após a avaliação dos modelos implementados, foram simulados casos em um ciclone com a mesma geometria utilizada no trabalho experimental de Karri et al. (2011). Os resultados numéricos das simulações foram comparados com resultados experimentais. Também foram realizadas análises para verificar a influência da modelagem da fase euleriana, da resolução da malha numérica, das forças geradas pelas partículas no fluido, das colisões entre partículas, da rugosidade nas paredes e dos coeficientes de restituição e atrito entre partículas e parede.

Há na literatura aberta poucos trabalhos experimentais ou numéricos sobre o tema erosão em ciclones, apesar de sua relevância prática. Em todos os trabalhos numéricos, observa-se que o efeito das colisões entre partículas não foi abordado, embora haja indícios

de que seja relevante mesmo a baixas cargas de sólidos. Também não há análises dos efeitos da modelagem da turbulência e da modelagem do impacto das partículas com as paredes. Neste aspecto, as principais contribuições da tese são a verificação da influência da modelagem da turbulência e da malha numérica no movimento das partículas, e consequentemente no desgaste erosivo, e a análise de sensibilidade paramétrica dos modelos de interação entre fases (uma via, duas vias e quatro vias) e dos modelos que contemplam o impacto das partículas com as paredes (coeficientes de restituição e atrito, e rugosidade na parede).

1.1. Justificativas

As unidades de FCC são responsáveis pela conversão ou quebra do petróleo bruto, com baixo valor agregado, em uma variedade de produtos leves, com altos valores agregados. Estes equipamentos são utilizados há mais de 60 anos pela indústria, e até 2011 existiam mais de 400 unidades operando no mundo (Chen, 2011).

Apesar do tempo de existência, ainda há muitos desafios em uma unidade de FCC. Atualmente, os principais problemas de uma unidade de FCC são os desgastes dos equipamentos utilizados e os danos causados ao meio ambiente. Em relação aos desgastes dos equipamentos, em 2006 a Salomon (Chen, 2011) realizou uma pesquisa e evidenciou que 41% das paralizações não programadas das unidades de FCC nos EUA derivaram de problemas nos separadores ciclônicos presentes nos reatores e regeneradores. Estes problemas, na maioria dos casos, estão relacionados ao desgaste do ciclone por erosão e/ou corrosão, justificando a importância do estudo sobre desgaste erosivo em separadores ciclônicos com características semelhantes aos ciclones utilizados nos regeneradores de uma unidade de FCC.

1.2. Objetivos

O principal objetivo da tese é avaliar, através de simulações computacionais, a erosão em um ciclone semelhante ao utilizado no regenerador de uma unidade de FCC, verificando a influência dos modelos matemáticos e físicos na predição da erosão. Para tal avaliação, têm-se os seguintes objetivos específicos:

- Avaliar os modelos utilizados no código UNSCYFL3D com base em casos já conhecidos de escoamento com partículas e casos que contemplem o desgaste erosivo.
- Simular casos em um ciclone com a mesma geometria utilizada por Karri et al. (2011), e comparar os resultados obtidos neste trabalho com os resultados obtidos por experimentação material.
- Avaliar a influência da troca de quantidade de movimento entre fluido e partícula (acoplamento de duas vias) e da troca de quantidade de movimento entre as partículas (acoplamento de quatro vias) no comportamento do sistema e na erosão no ciclone.
- Avaliar casos variando a rugosidade nas paredes e utilizando diferentes correlações para o coeficiente de restituição, comparando e verificando a influência destas propriedades no desgaste erosivo.

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O desgaste erosivo devido à colisão de partículas sólidas (carregadas por um meio fluido) com superfícies sólidas pode ser favorável, como em processos de fabricação, ou pode causar danos nas superfícies dos equipamentos, como em separadores ciclônicos. Nesta conjuntura, o processo é estudado há mais de um século. Vários trabalhos sobre o tema foram publicados, principalmente na segunda metade do século XX.

Os primeiros trabalhos publicados sobre erosão abordaram o tema através de experimentos materiais, com a proposição de correlações empíricas baseadas nos resultados obtidos experimentalmente. Foram realizados testes com diferentes equipamentos e diferentes condições de operação, caracterizando o desgaste erosivo em função do escoamento e dos materiais envolvidos.

Ao longo dos últimos anos, com o desenvolvimento de métodos eficientes e modelos de erosão derivados de experimentos, vários trabalhos têm incorporado, além de resultados experimentais, os resultados de simulações da erosão. A exemplo de outras áreas em que modelos baseados em Dinâmica dos Fluidos Computacional tornaram-se ferramentas vitais para análise e projeto, a adoção de modelos computacionais para previsão da erosão parece se estabelecer como prática comum. Neste capítulo, busca-se descrever de forma sucinta alguns destes modelos, e seu embasamento teórico.

Por outro lado, para o tema erosão em ciclones, há poucas referências experimentais, possivelmente em função da dificuldade de realização de medições em tais equipamentos. Apesar da relevância prática do assunto, os avanços têm sido lentos e não se têm utilizados com frequência modelos teóricos. Objetiva-se também neste capítulo apresentar uma revisão neste assunto.

2.1. Modelamento da erosão

Finnie (1960) realizou análises teóricas e experimentais sobre desgaste erosivo em superfícies de materiais dúcteis e frágeis. Na análise teórica o autor equacionou o movimento da partícula com base no escoamento do fluido já conhecido, considerando somente a força de arrasto. As características do movimento da partícula alimentam o modelo algébrico do volume de material removido. A expressão do volume de material removido, Q , por uma única partícula abrasiva de massa, m , e velocidade, V_p , para materiais dúcteis está representada pelas Eqs. (2.1) e (2.2), onde a Eq. (2.1), aplicada em pequenos ângulos, corresponde aos casos em que a partícula deixa a superfície ainda cortando, e a Eq. (2.2), aplicada em ângulos maiores, corresponde aos casos em que o movimento horizontal da ponta da partícula cessa durante o corte.

$$Q = \frac{mV_p^2}{p_p\psi K_f} \left(\sin(2\alpha) - \frac{6}{K_f} \sin^2\alpha \right) \quad \text{se} \quad \text{tg}\alpha \leq \frac{K_f}{6}, \quad (2.1)$$

$$Q = \frac{mV_p^2}{p_p\psi K_f} \left(\frac{\cos^2\alpha}{6} \right) \quad \text{se} \quad \text{tg}\alpha \geq \frac{K_f}{6}. \quad (2.2)$$

K_f é a razão entre a componente vertical e a componente horizontal da força que a superfície exerce sobre a partícula (aproximadamente 2 para partículas angulosas), p_p é a tensão de escoamento plástico do material, ψ é a razão entre a profundidade de contato e profundidade de corte e α é o ângulo que o vetor da velocidade inicial da partícula forma com o semi-eixo horizontal que corta o centro de gravidade da partícula, como mostra a Fig. 2.1.

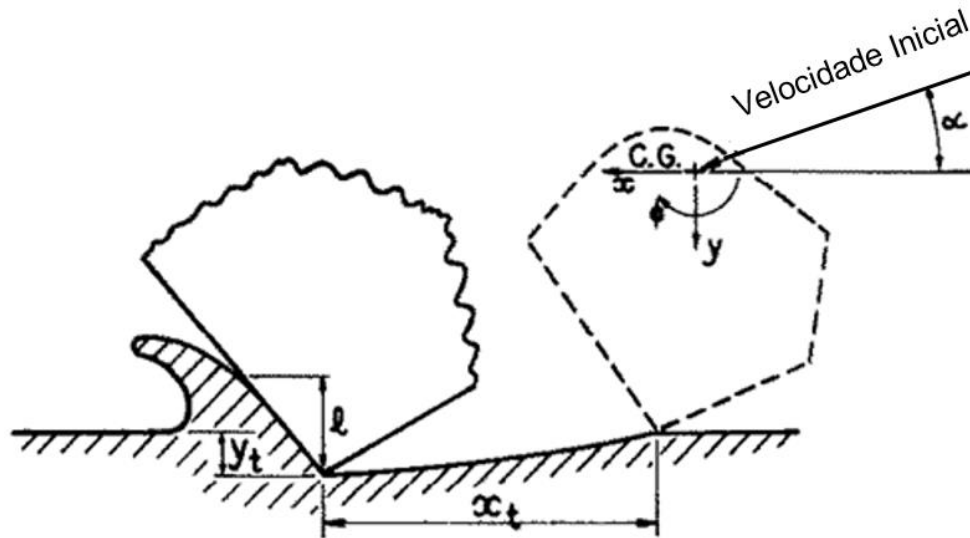


Figura 2.1. Esquema ilustrando uma partícula abrasiva se chocando com uma superfície e removendo material (Adaptado de Finnie, 1960).

O autor realizou testes variando o ângulo α com abrasivos angulosos de carboneto de silício colidindo em três diferentes materiais: alumínio, cobre e aço. A análise teórica foi realizada considerando somente uma partícula, e a análise experimental foi realizada com vários grãos abrasivos. A Fig. 2.2 mostra a curva de remoção de material em função do ângulo α .

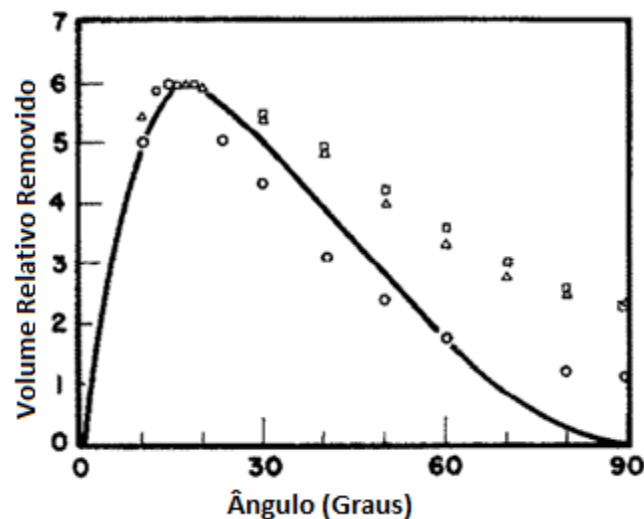


Figura 2.2. Predição do volume removido em relação ao ângulo α comparado com resultados experimentais (□ aço SAE 1020, △ cobre, ○ alumínio) (Adaptado de Finnie, 1960).

Segundo o autor, como os resultados teóricos ficaram próximos aos resultados experimentais para pequenos ângulos de incidência, o modelo para predição da erosão

considerando somente uma partícula pode ser utilizado na predição da erosão para situações com várias partículas considerando apenas pequenos ângulos de incidência. A justificativa para a disparidade entre os resultados para maiores valores do ângulo α , principalmente para $\alpha = 90^\circ$, é o fato da rugosidade da superfície ser maior quando a erosão ocorre com ângulos de incidência maiores, afetando assim o ângulo real de colisão. Pois como os experimentos foram realizados com vários grãos abrasivos, as primeiras partículas afetaram a superfície, e a medição do volume de material removido em relação ao ângulo de impacto foi prejudicada. As equações para prever a erosão de casos com várias partículas são semelhantes às equações para uma partícula, Eqs. (2.1) e (2.2), com exceção da massa de cada partícula, m , que foi substituída pela massa total das partículas, M , e a adoção de $\psi = 2$. Também foram realizados testes variando a velocidade das partículas, e os resultados foram condizentes com os dados experimentais. Os experimentos foram realizados com abrasivos de carboneto de silício colidindo com aço recozido com baixo teor de carbono, e a predição foi realizada utilizando a equação para múltiplas partículas, com $\alpha = 20^\circ$. A Fig. 2.3 mostra o gráfico da perda de massa em função da velocidade das partículas, comparando a predição com os experimentos.

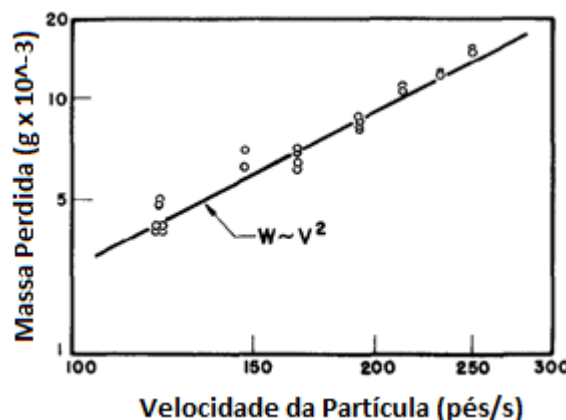


Figura 2.3. Perda de massa de um aço SAE 1020 recozido em função da velocidade das partículas, para $\alpha = 20^\circ$ (Adaptado de Finnie, 1960).

Diferentemente da erosão em materiais dúcteis, a erosão em superfícies frágeis não pode ser estimada a partir da trajetória da partícula. Através das equações do movimento pode-se obter a expressão da tensão entre a partícula e a superfície erodida, estimando assim a trinca inicial no material erodido. Porém, depois da ocorrência da trinca inicial a remoção de material depende da propagação e da interação desta trinca com outras que serão formadas. Neste contexto, o autor sugeriu que as maneiras para analisar a erosão em materiais frágeis são examinando as condições que levam a formação da trinca inicial e a influência da

velocidade e direção das partículas na remoção de volume de material via experimentos. Para estudar a formação da trinca inicial, esferas de aço foram colididas com superfícies de vidro, e a análise foi realizada aumentando a quantidade de esferas colididas. Em um estágio inicial, cada esfera causou uma trinca circunferencial, denominada trinca anel, porém não houve remoção de material. Aumentando a quantidade de partículas, surgiram trincas no formato de cone que intersectaram as trincas anéis, ocasionando na perda de material. Sabendo que as trincas anéis são primordiais para a perda de material, ao menos em um estágio inicial, o autor analisou a velocidade e direção das partículas na formação de trincas anéis através das equações Hertzianas clássicas para impacto perpendicular.

$$df = (cte) (V_p \sin \alpha)^{0.4}, \quad (2.3)$$

onde df é o diâmetro da trinca anel, V_p a velocidade da partícula e α o ângulo de impacto. As correlações que o autor encontrou variaram de acordo com a velocidade das partículas e o ângulo de incidência, não sendo possível definir uma equação genérica em função da velocidade e do ângulo de incidência. Neste contexto, o autor conclui que com as ferramentas disponíveis até então não eram suficientes para prever o desgaste erosivo em materiais dúcteis.

Bitter (1962) analisou dois tipos de desgastes devido à erosão. No primeiro tipo, as repetidas colisões das partículas causam a deformação na superfície erodida, eventualmente resultando em quebra ou perda de material, e no segundo tipo, as colisões das partículas em movimento livre ocasionam o corte na superfície erodida. Neste contexto, o autor dividiu o trabalho em duas partes. Na primeira parte o autor analisou teoricamente e experimentalmente o comportamento do desgaste por deformação em superfícies de materiais frágeis, pois este tipo de desgaste é mais relevante para este tipo de material. O equacionamento da análise teórica foi baseado nas equações de Hertz para colisão entre esferas e na conservação da energia mecânica, considerando a deformação elástica e plástica na superfície erodida e somente deformação elástica na partícula esférica. A Eq. (2.4) representa o desgaste por deformação, W_D , em termos de volume perdido.

$$W_D = \frac{m [V_p \sin(\alpha) - K_e]^2}{2\varepsilon_r}, \quad (2.4)$$

sendo m e V_p a massa e a velocidade da partícula, respectivamente, α o ângulo de impacto da partícula, ε_r a energia necessária para remover uma unidade de material da superfície erodida, calculada pela razão entre o quadrado do limite de carga elástico, y_e , e o módulo de elasticidade do material, E , e K_e é uma constante que representa a velocidade de colisão a qual o limite de deformação elástica na superfície erodida é atingido, calculada em função das velocidades antes e depois do impacto ou em função das propriedades dos materiais, como mostrado pela Eq. (2.5).

$$K_e = \frac{\pi^2}{2\sqrt{10}} y_e^{5/2} \left(\frac{1}{\rho_p} \right)^{1/2} \left[\frac{1-q_p^2}{E_p} + \frac{1-q_m^2}{E_m} \right]^2, \quad (2.5)$$

q_p e q_m são os coeficientes de Poisson da partícula e da superfície erodida, respectivamente, E_p e E_m são os módulos de Young da partícula e da superfície erodida, respectivamente, e ρ_p densidade da esfera. Foram realizados testes para dois tipos de materiais considerados frágeis: cimento e vidro. Os testes de erosão no vidro foram realizados com abrasivos esféricos de ferro fundido branco, com 0,3 mm de diâmetro, caindo sobre placas de vidros temperados através de um aparato de queda livre a vácuo. O equipamento é constituído por um tubo vertical com 5 metros de comprimento, um alimentador no topo e um reservatório na base. Como as forças fluídicas são desprezíveis, a velocidade da partícula é facilmente calculada através da segunda lei de Newton. O ângulo de impacto pôde ser variado através da montagem das placas de vidro no reservatório. A Fig. 2.4 mostra a concordância ente os resultados teóricos e experimentais comparando a erosão em função do ângulo de impacto.

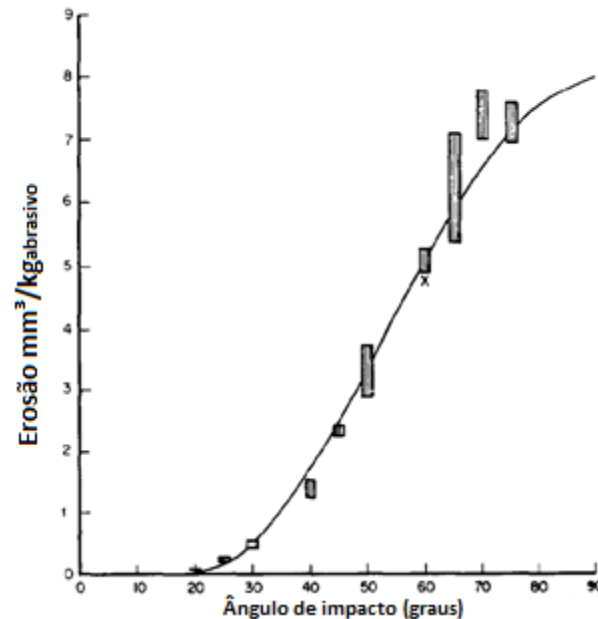



Figura 2.4. Teste de erosão no vidro, resultados experimentais  e curva teórica — (Adaptado de Bitter, 1962).

Segundo o autor, a resistência à erosão de um cimento é proporcional ao quadrado do seu limite de carga elástico. Entretanto, esta correlação somente é válida se o cimento não tiver partículas agregadas. O limite de carga elástico da maioria dos cimentos comerciais para instalações de craqueamento catalítico pode ser determinado por um método similar ao método de dureza Brinell, porém com uma esfera de aço com 2" de diâmetro. A partir da dureza obtida com a esfera H_b , a resistência à erosão E_{res} de um cimento pode ser calculada da seguinte forma, sendo A uma constante empírica:

$$E_{res} = AH_b^2. \quad (2.6)$$

Na segunda parte do trabalho o autor analisou o desgaste por corte, ou seja, quando partículas colidem com uma superfície riscando esta. Neste tipo de desgaste a velocidade e o ângulo de impacto da partícula têm bastante influência. A velocidade é decomposta em duas, uma normal à superfície do corpo, V_{\perp} , e outra paralela à superfície do corpo, V_{\parallel} , e o desgaste somente ocorre quando V_{\perp} for superior a K_e , ou seja, quando a velocidade normal ultrapassar o valor limite para deformação elástica. Duas situações podem ocorrer no desgaste por corte, na primeira a velocidade horizontal da partícula após a colisão é diferente de zero, e na segunda a velocidade horizontal da partícula se torna nula durante a colisão. Na primeira situação a colisão foi dividida em dois períodos, o primeiro período termina quando a

componente vertical da velocidade se torna nula, e o segundo período ocorre quando a partícula é pressionada para fora da superfície devido à reação da força elástica. No primeiro período somente a deformação plástico-elástica é considerada, pois não ocorre erosão na deformação puramente elástica. No equacionamento deste período o autor considera a energia necessária para a partícula deslocar sobre a superfície causando o corte e utiliza as correlações de Andrews (1929) para o período de deformação plástico-elástica e profundidade de penetração. Através deste equacionamento chega-se em uma relação entre a velocidade horizontal de impacto e a velocidade horizontal após o primeiro período. No segundo período as deformações elástica e elasto-plástica são consideradas, pois ambas influenciam na erosão. O equacionamento deste período surge do balanço de forças devido às deformações e da relação entre velocidade normal à superfície e profundidade de deformação, ocasionando em uma relação entre a velocidade horizontal após o primeiro período e velocidade horizontal no final da colisão. Relacionando as equações do primeiro e segundo período com o balanço de energia mecânica, têm-se a equação do desgaste por corte em termos de unidade de volume perdido para a primeira situação, W_{C1} .

$$W_{C1} = 2m \frac{C(\sin\alpha - K_e)^2}{\sqrt{V_p \sin\alpha}} \left[V \cos\alpha - \frac{C(\sin\alpha - K_e)^2}{\sqrt{V_p \sin\alpha}} e_c \right], \quad (2.7)$$

sendo e_c o fator de desgaste por corte que depende das propriedades mecânicas do material, e C definido como:

$$C = \frac{0,288}{y_e} \sqrt[4]{\frac{\rho_p}{y_e}}. \quad (2.8)$$

Na segunda situação o autor considera que a velocidade horizontal se torna nula entre o primeiro e o segundo período, ou seja, quando a velocidade normal à superfície se torna nula. Neste instante, a energia de deformação elástica da área sujeita ao desgaste é retornada à partícula. Associando esta energia elástica com a variação da energia cinética da partícula, têm-se a equação do desgaste por corte em termos de unidade de volume perdido para a segunda situação, W_{C2} .

$$W_{C2} = \frac{m \left[V_p^2 \cos^2 \alpha - K_1 (V_p \sin\alpha - K_e)^{3/2} \right]}{2e_c}, \quad (2.9)$$

com K_1 definido da seguinte forma:

$$K_1 = 0,82 y_e^2 \sqrt[4]{\frac{y_e}{\rho_p} \left(\frac{1 - q_p^2}{E_p} + \frac{1 - q_m^2}{E_m} \right)^2}. \quad (2.10)$$

W_{C2} somente será utilizado no cálculo da erosão quando o ângulo de impacto da partícula, α , for maior do que no ângulo de impacto o qual a velocidade horizontal da partícula se torna nulo, α_0 . Neste contexto, a erosão total, W_T , é a soma da erosão por deformação, W_D , com a erosão por corte, W_{C1} se $\alpha > \alpha_0$ ou W_{C2} se $\alpha < \alpha_0$. Para validar a solução teórica o autor realizou experimentos em um aparato de queda livre a vácuo, com partículas de ferro fundido com 300 μm de diâmetro colidindo com placas de alumínio recozido. Diferentes ângulos de impactos foram analisados com a velocidade das partículas fixa em 10 m/s. ε e e foram obtidos experimentalmente para $\alpha = 30^\circ$ e $\alpha = 60^\circ$. Para cálculo de α_0 o autor utilizou uma correlação obtida experimentalmente por Finnie (1960). A Fig. 2.5 mostra o gráfico da erosão em função do ângulo de impacto, comparando os resultados obtidos.

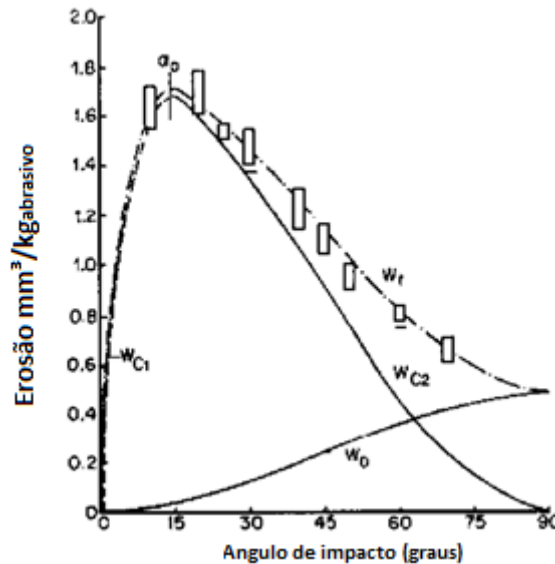


Figura 2.5. Erosão do alumínio em função do ângulo de impacto. Valores teóricos —, valores experimentais □ (Adaptado de Bitter, 1962).

Mason e Smith (1972) realizaram experimentos em curvas de acrílico com o intuito de analisar o desgaste erosivo e verificar quais os fatores de maior influência. Os testes foram realizados em duas curvas de 90°, uma com seção quadrada com lado de 1 polegada e outra com lado de 2 polegadas. O material erodente utilizado foram partículas de alumina com

diâmetros entre 50 e 60 μm . Foram verificadas as influências da velocidade do escoamento, do carregamento mássico das partículas e da seção dos dutos (1 ou 2 polegadas). A Fig. 2.6 mostra o esquema do experimento realizado por Mason e Smith (1972).

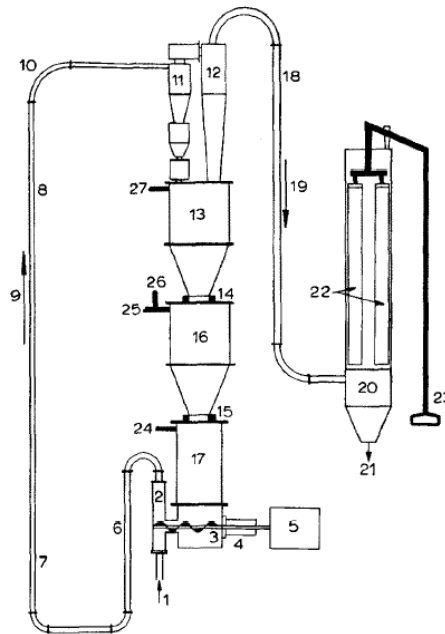


Figura 2.6. Esquema do experimento realizado por Mason e Smith (1972).

O escoamento é ascendente, a entrada de fluido ocorre no duto vertical e a saída no duto horizontal. O duto de entrada tem 12 pés de comprimento (regiões 7 e 8). Os testes foram realizados na curva da região 10. No primeiro teste realizado a velocidade do fluido foi de 85,34 m/s e o carregamento mássico (massa de partículas/massa de fluido) de 3,3. Neste teste os autores observaram a formação de uma região de erosão primária no ângulo de 22° da curva. Após uma determinada profundidade de desgaste forma-se uma concavidade nesta região. Quando as partículas colidem com esta concavidade são refletidas em direção à parede convexa da curva, causando erosão nesta também. Posteriormente, voltam a colidir com a parede côncava formando a região de deformação secundária, como mostrado no esquema da Fig. 2.7.

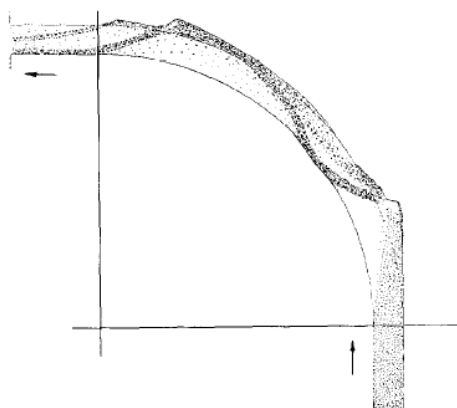


Figura 2.7. Padrão de escoamento após a formação da concavidade na região de erosão primária (Mason e Smith, 1972).

Os autores também analisaram a profundidade de desgaste ao longo da curva. A Fig. 2.8 mostra a profundidade da erosão, em polegadas, ao longo das paredes côncava e convexa da curva com seção quadrada de lado 1 pol.

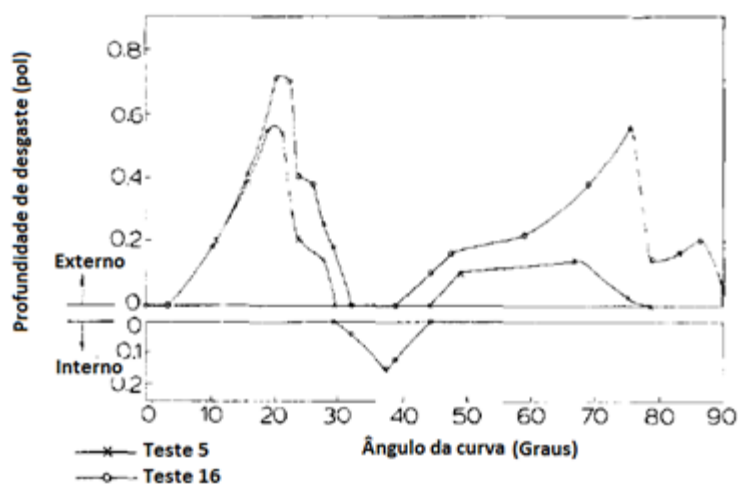


Figura 2.8. Profundidade de desgaste ao longo das paredes côncava e convexa da curva com seção quadrada de lado 1 pol (Adaptado de Mason e Smith, 1972).

A diferença entre os testes 5 e 16 é o tempo de duração do experimento. No teste 5 o tempo de duração foi menor, ocasionando menos desgaste nas paredes da curva. No teste 16 o desgaste forma uma concavidade próxima do ângulo de 22° da curva côncava. Esta concavidade faz com que as partículas sejam refletidas para a parede convexa, causando desgaste nesta também. A Fig. 2.8 mostra a profundidade do desgaste na parede convexa, com pico máximo no ângulo de 38° . Este desgaste não é verificado no teste 5, pois não houve tempo o suficiente para a formação da concavidade na parede côncava. Diminuindo o carregamento mássico para 2,6, os autores verificaram que não houve desgaste na parede

convexa, pois o escoamento do gás teve energia o suficiente para desviar a trajetória das partículas, não deixando que estas colidissem com a parede convexa, como mostrado na Fig. 2.9.

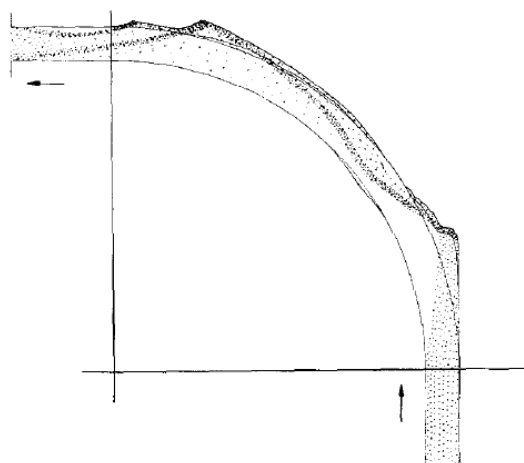


Figura 2.9. Padrão de escoamento para o carregamento mássico de 2,6 (Mason e Smith, 1972).

Aumentando a velocidade do escoamento para 100,58 m/s e diminuindo o carregamento mássico para 0,5 o desgaste inicial aumentou demasiadamente. Nos testes com a curva com seção de 2 polegadas, a velocidade do escoamento foi de 29,26 m/s e o carregamento mássico de 3,3. O desgaste foi menos intenso do que os casos da curva com seção de 1 polegada, devido à baixa velocidade, porém as características da erosão foram similares.

Grant e Tabakoff (1973) realizaram experimentos para caracterizar a erosão em uma liga de alumínio causada por partículas angulosas de alumina e sílica. Os parâmetros analisados foram: a velocidade, o ângulo de impacto, o material e tamanho da partícula, tamanho da amostra erodida, concentração de partículas e a quantidade de partículas que colidiram com a amostra. Através dos dados colhidos foi desenvolvido um modelo analítico para predição da erosão no material analisado. Os testes foram realizados em um túnel de vento onde todos os parâmetros analisados puderam ser controlados. A amostra foi inserida na seção de teste do túnel de forma que o ângulo de ataque era facilmente alterado. Três tamanhos de amostras diferentes foram utilizados com a intenção de minimizar os efeitos de obstrução do túnel. Com ângulos de ataque entre 0° e 20° foi utilizada uma amostra com uma polegada de largura, entre 20° e 45° uma amostra de meia polegada de largura e entre 45° e 90° uma amostra com um quarto de polegada de largura. Desta forma, a obstrução máxima do túnel foi de 10%. A distribuição das partículas foi medida através de vários tubos inseridos no final do túnel, capturando a concentração de partícula em cada região. A erosão foi contabilizada através da medição da massa da amostra, também foram tiradas fotografias dos

ensaios com uma câmera de alta velocidade. O primeiro fator analisado foi o ângulo de impacto. Os autores verificaram que a erosão foi maior com o ângulo de ataque da amostra de aproximadamente 20° , com o aumento do ângulo da amostra a erosão diminui até chegar a um valor residual em 90° . Característica não considerada no modelo de Finnie (1960), que prediz bem a erosão para baixos ângulos de impacto, porém não considera erosão em impactos na direção normal à superfície. Em uma análise minuciosa da superfície desgastada, foi observado que o desgaste para impactos normais ocorre somente por escoamentos superficiais e deformações plásticas, diferente de um dos mecanismos de deformação proposto por Bitter (1963), onde a erosão pode ocorrer por fragmentação devido à fadiga. Também foi verificado que o efeito do ângulo de impacto é independente da velocidade de impacto. A Fig. 2.10 mostra a influência do ângulo de impacto na erosão, relacionando a velocidade de impacto.

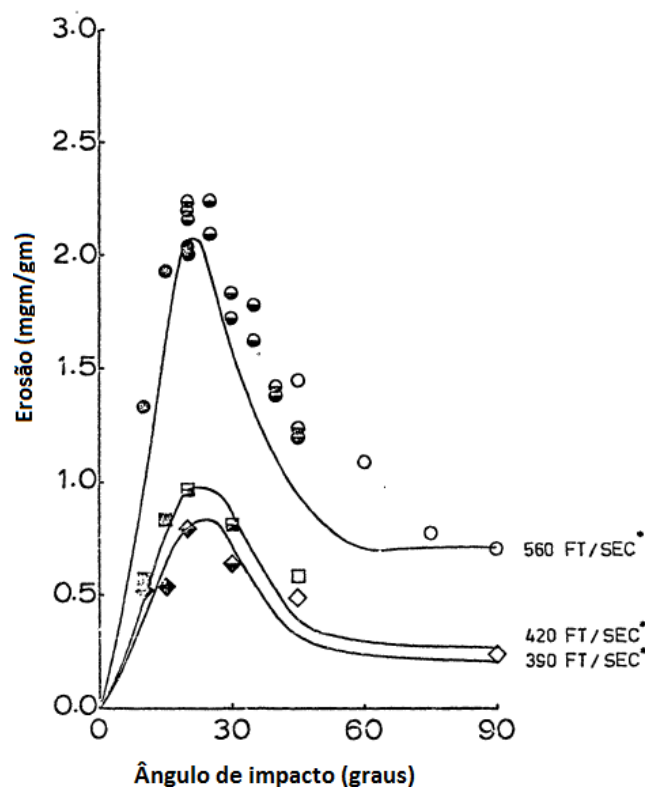


Figura 2.10. Gráfico relacionando o ângulo de impacto com a erosão para alumínio 2024 e alumina (Adaptado de Grant e Tabakoff, 1973).

O segundo fator analisado foi o efeito da velocidade de impacto. Foram coletados dados para os ângulos de ataque de 20° e 90° . Para o ângulo de 20° verificou-se que a razão de erosão foi proporcional à velocidade elevada a 2,8 (ou seja, $E_r \sim V_p^{2,8}$). Para o ângulo de ataque de 90° verificou-se que a razão de erosão foi proporcional à velocidade elevada a 4

(ou seja, $E_r \sim V^4$). As relações foram as mesmas tanto para partículas de alumina quanto para partículas de sílica. As Figs. 2.11(a) e 2.11(b) mostram os gráficos da erosão em função da velocidade de impacto para alumina e sílica, respectivamente, com ângulo de impacto de 20°. As Figs. 2.12(a) e 2.12(b) mostram os gráficos da erosão em função da velocidade de impacto para alumina e sílica, respectivamente, com ângulo de impacto de 90°.

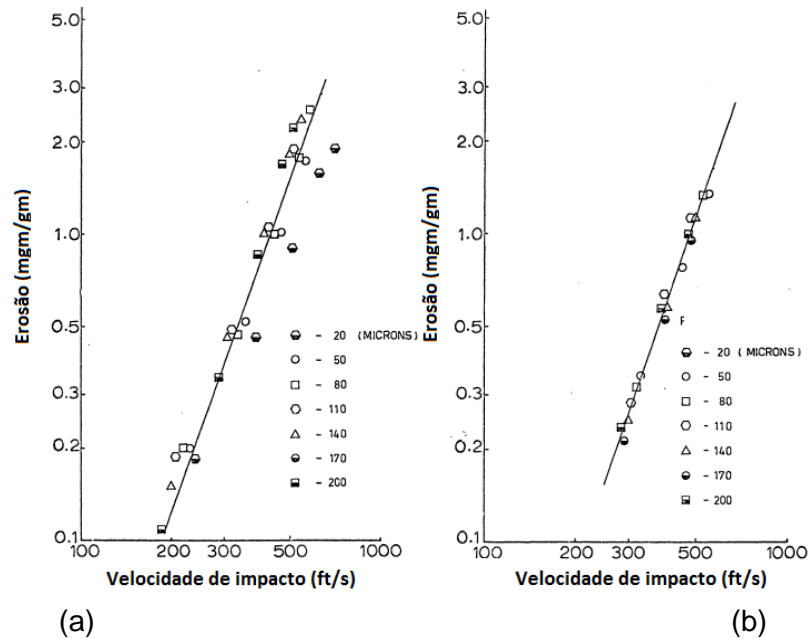


Figura 2.11. Gráfico da erosão em função da velocidade de impacto, com ângulo de impacto de 20°, para alumina (a) e sílica (b) (Adaptado de Grant e Tabakoff, 1973).

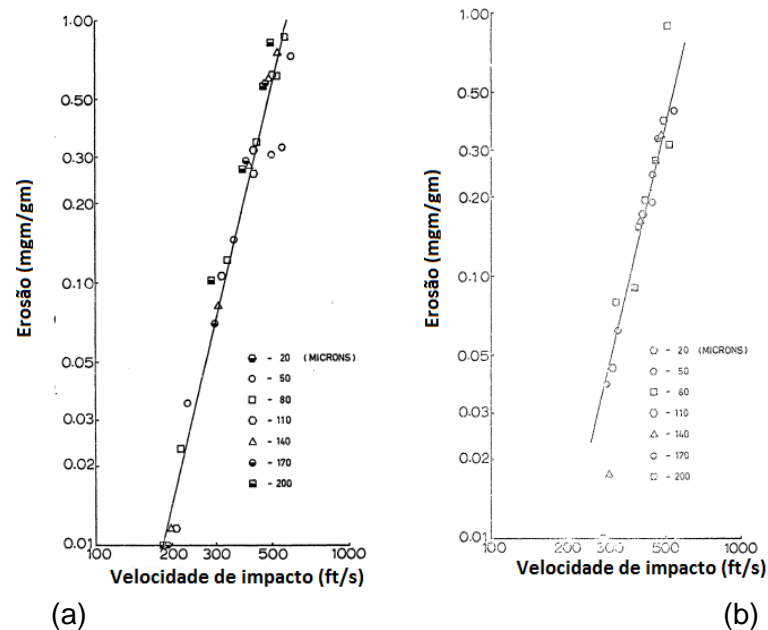


Figura 2.12. Gráfico da erosão em função da velocidade de impacto, com ângulo de impacto de 90°, para alumina (a) e sílica (b) (Adaptado de Grant e Tabakoff, 1973).

O terceiro fator foi o tamanho da partícula. Os autores verificaram que com o aumento da partícula a erosão aumenta até um determinado valor, depois se torna praticamente constante. Este efeito é mais evidenciado para altas velocidades da partícula. As Figs. 2.13(a) e 2.13(b) mostram o efeito do tamanho da partícula na erosão para a alumina variando o ângulo de impacto

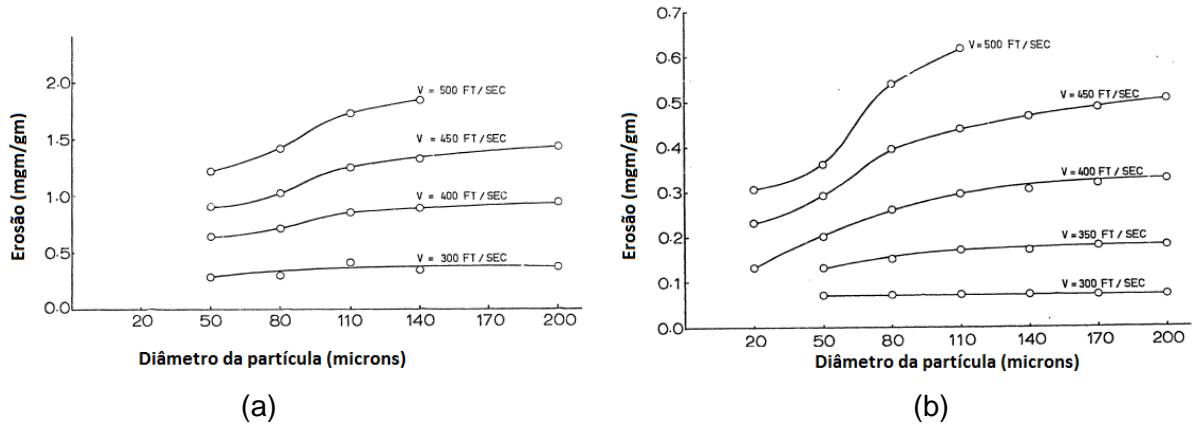


Figura 2.13. Gráfico da erosão em função do diâmetro da partícula, variando a velocidade, para a alumina com ângulo de impacto de 20° (a) e 90° (b) (Adaptado de Grant e Tabakoff, 1973).

O quarto fator analisado foi o efeito do tamanho da amostra no desgaste erosivo. Os autores concluíram o tamanho da amostra não afeta diretamente a erosão, mas sim a dinâmica do escoamento bifásico. O quinto fator analisado foi o material das partículas. Os autores verificaram que o desgaste erosivo causado pela alumina foi 50% maior do que o desgaste causado pela sílica. Neste contexto, foi concluído que a dureza e a forma das partículas estão diretamente ligadas à severidade da erosão.

Os autores desenvolveram um modelo para predição da erosão no alumínio 2024 considerando diferentes velocidades, com grandes e pequenos ângulos de impacto. O modelo foi baseado nos resultados obtidos experimentalmente. Na equação para razão de erosão abaixo, o primeiro termo é referente a pequenos ângulos de impacto e o segundo termo é referente a impactos na direção normal à superfície.

$$E_r = K_1 f(\alpha) V_p^2 \cos^2 \alpha [1 - e_{par}^2] + f(V_{ln}), \quad (2.11)$$

sendo,

$$e_{per} = 1 - 0.0016 V_p \sin \alpha, \quad (2.12)$$

$$f(\alpha) = [1 + CK(K_{12} \sin 2\beta_0)]^2$$

$$CK = \begin{cases} 1 & \alpha \leq 2 \\ 0 & \alpha > 2 \end{cases}, \quad (2.13)$$

$$f(V_{1n}) = K_3(V_p \sin \alpha)^4, \quad (2.14)$$

onde α é o ângulo de impacto, V_p a velocidade de impacto, e_{par} o coeficiente de restituição tangencial e β_0 o ângulo de impacto com maior desgaste erosivo. As constantes K_1 , K_{12} e K_4 foram definidas empiricamente para a sílica e alumina. A diferença do modelo proposto por Grant e Tabakoff (1973) dos demais modelos é que este considera a influência do coeficiente de restituição na erosão, para pequenos ângulos impactos, o que leva o expoente da velocidade no modelo ser maior do que dois. Na maioria dos demais modelos considera-se somente a energia cinética como fator que associa a velocidade de impacto à erosão.

Hutchings e Winter (1974) analisaram o mecanismo de remoção de material por erosão em metais dúcteis. Os autores realizaram experimentos colidindo esferas de aço com 3 mm de diâmetros em blocos de cobre, alumínio e aço carbono. As amostras de cobre foram utilizadas para estudar o efeito do processo de endurecimento de metais, onde o desgaste no cobre endurecido foi comparado com o desgaste no cobre recozido. As esferas de aço foram lançadas por pistolas de gás com velocidades variando até 270 m/s. Os blocos erodidos foram posicionados com uma inclinação de 18,5°, sendo este o ângulo de impacto das esferas. Em todos os metais testados o desgaste ocorreu através da formação de uma cratera com uma rebarba formada na aresta posterior. A perda de material ocorre com o rompimento desta rebarba. No alumínio a rebarba é separada devido à propagação de uma trinca formada de um lado ao outro da cratera. A velocidade crítica da esfera para remoção da rebarba foi de 220 m/s. No aço carbono a perda de material ocorre de forma similar ao alumínio, ou seja, forma-se uma cratera com rebarba na aresta posterior, que é removida através da propagação de trinca. A diferença consiste na formação das trincas, no aço carbono formam-se duas trincas, uma de cada lado da cratera. A velocidade crítica da esfera para remoção da rebarba foi de 180 m/s. Nos blocos de cobre a deformação também ocorre com a formação de uma cratera. No bloco de cobre recozido o volume da cratera formada é quatro vezes maior do que no cobre endurecido (1,27 mm³ comparado com 0,30 mm³), já o tamanho da rebarba formada no cobre endurecido é maior e mais fácil de ser removida do que a rebarba formada no cobre recozido. A explicação para esta diferença está no fato da deformação no cobre endurecido ocorrer mais superficialmente, causando a formação de uma rebarba grande e frágil. No cobre

recozido a energia da deformação é transmitida para um volume maior de material, formando uma cratera maior com a rebarba menor.

Evans et al. (1978) estudaram a erosão em materiais frágeis no regime elástico-plástico. O desgaste obtido acima do limite de fratura foi caracterizado pela observação detalhada da extensão da trinca radial, que se desenvolve antes do ciclo de impactos, e da profundidade da trinca lateral, que se forma nos estágios de impactos posteriores. O desgaste foi analisado pelo desenvolvimento de axiomas baseados na análise de tensão dinâmica e conceitos básicos da mecânica da fratura. As análises mostraram que a extensão da trinca radial depende da tenacidade do material alvo e da velocidade e diâmetro das partículas, enquanto a profundidade da trinca lateral depende da dureza do material e da velocidade, diâmetro e densidade das partículas. Os autores também propuseram um modelo de erosão relacionando a formação de trincas radiais com a resistência à fratura dos materiais erodidos. A equação abaixo mostra o modelo proposto, onde V_p representa a velocidade da partícula, r_p o raio da partícula, ρ_p a densidade da partícula, K_c é a resistência à fratura e H_b dureza do material erodido.

$$E_r \propto \frac{V_p^{19/6} r_p^{11} \rho_p^{1/4}}{K_c^{4/3} H_b^{1/4}}. \quad (2.15)$$

Bellman e Levy (1981) realizaram experimentos colidindo partículas angulosas em materiais de comportamento dúctil. Foram utilizadas partículas de carboneto de silício com diâmetro médio de 600 μm e amostras de alumínio (Al 1100-0) e liga de alumínio (Al 7075-T6). A velocidade das partículas foi de 30,5 m/s e os ângulos de impacto foram de 30° e 90°. Os autores investigaram o mecanismo físico de desgaste em um nível microscópico, utilizando microscopia eletrônica de varredura. As observações mostraram que a erosão causada pela colisão de uma partícula com uma superfície não deformada ocorre por três distintos processos: indentação, corte e deformação. A formação dos tipos de desgaste ocorre em toda faixa de ângulos de impacto, entretanto existe uma frequência relativa para cada ângulo de impacto. Desgaste por deformação é predominante para baixos ângulos de impacto, aumentando o ângulo de impacto a predominância é de desgaste por corte, para elevados ângulos de impacto a maior frequência é de indentação. Devido à rotação das partículas, o ângulo de impacto efetivo não é o mesmo da corrente livre, por isso que os autores consideraram a grande variação no ângulo de impacto. No processo de formação de crateras, parte da energia cinética do impacto é convertida em energia térmica, resultando no aquecimento da zona superficial. Abaixo da zona superficial aquecida, a temperatura do

material diminui até o nível em que a deformação plástica causa um processo de endurecimento. Com o desenvolvimento da zona endurecida e da zona aquecida, a resistência da zona subsuperficial concentra a deformação plástica na zona superficial aquecida. Este fato aumenta a formação das plaquetas, estruturas presas às bordas das crateras. Com o impacto contínuo das partículas, estas plaquetas são extrudadas do material. Após um período de incubação necessário para estabilizar as zonas afetadas pelos impactos das partículas, a erosão entra em um regime estacionário, onde a taxa de erosão se mantém constante.

Levy e Chik (1983) realizaram experimentos colidindo diferentes tipos de partículas em um aço AISI 1020. Os autores verificaram a influência do tipo de material, da dureza e da forma das partículas na erosão. Os testes foram realizados com velocidade de impacto de 80 m/s e ângulos de impacto de 30° e 90°. A tabela abaixo mostra as propriedades das partículas utilizadas nos experimentos e as taxas de erosão medidas. A dureza Vickers do aço AISI 1020 é 150 kgf/mm².

Tabela 2.1. Propriedades das partículas erodentes e taxas de erosão medidas por Levy e Chik (1983).

Composição das partículas	Densidade (g/cm ³)	Dureza Vickers (kgf/mm ²)	Taxa de Erosão (10 ⁻⁴ g/g) $\alpha = 30^\circ$	Taxa de Erosão (10 ⁻⁴ g/g) $\alpha = 90^\circ$
CaCO ₃ (Calcita)		115	0,3	Não medido
Ca ₅ (PO ₄) ₃ (Apatita)		300	0,5	0,3
SiO ₂ (Areia)	2.7	700	3,0	1,6
Al ₂ O ₃ (Alumina)	4.0	1900	2,6	1,4
SiC (Carboneto de silício)	3.2	3000	3,3	1,9
Aço angular	7.9		5,3	
Aço esférico	7.9		1,4	

Os autores observaram que a taxa de erosão foi menor para partículas com durezas próximas à dureza do material erodido (partículas de calcita e alumina). Isto ocorre porque estas partículas se quebram com o impacto diminuindo a energia necessária para remoção de material. Outro fator é que as partículas quebradas se aderem ao material e formam uma camada protetora, diminuindo assim o desgaste erosivo. As taxas de erosão para partículas com durezas acima de 700 kgf/mm² foram basicamente iguais, ou seja, a partir de um determinado valor de dureza a erosão não muda mais. Segundo os autores, a pequena diferença entre as taxas de erosão da areia, alumina e calcita se devem às diferentes formas

geométricas das partículas. Também foram realizados testes com partículas esféricas e angulosas do mesmo material. Foi observado que as partículas angulosas tiveram uma taxa de erosão quatro vezes maior do que as partículas esféricas. Neste contexto, os autores concluíram que o principal fator que causa a erosão é a força local que a partícula exerce sobre o material alvo. Se a partícula é frágil a ponto de não manter a integridade após a colisão, ocorre a quebra e a partícula é dividida em pequenas partes. Estas pequenas partes não têm massa o suficiente para prover a força localizada que formam as plaquetas e consequentemente a quebra destas. Também concluíram que partículas angulosas concentram a força localizada de maneira mais eficiente do que partículas esféricas.

Ahlert (1994) realizou experimentos colidindo partículas de diferentes formas e variando o ângulo de impacto em um aço carbono com a superfície seca ou molhada. Com os dados coletados, o autor desenvolveu uma correlação empírica para predição erosão que calcula a razão de erosão E_r , ou seja, a massa erodida do material sobre a massa de partículas colididas.

$$E_r = 2,17 \cdot 10^{-7} BH^{-0,59} F_s V_p^{2,41} F(\alpha), \quad (2.16)$$

onde BH é a dureza Brinell do material erodido, F_s é coeficiente da forma da partícula, $F_s = 1,0$ para partículas angulosas, $F_s = 0,53$ para partículas semiesféricas e $F_s = 0,2$ para partículas perfeitamente esféricas, V_p é a velocidade de impacto da partícula e $F(\alpha)$ é a função do ângulo de impacto, definida por Zhang et al. (2007) como:

$$F(\alpha) = \sum_{i=1}^5 A_i \alpha^i, \quad (2.17)$$

com $A_1 = 5,40$, $A_2 = -10,11$, $A_3 = 10,93$, $A_4 = -6,33$ e $A_5 = 1,42$.

Oka et al. (2005) realizaram experimentos colidindo partículas com diferentes propriedades em vários tipos de metais, com o intuito de desenvolver uma correlação para predição da erosão que independa dos materiais envolvidos. Os autores assumiram que os parâmetros que influenciam na erosão são: dureza do material erodido, velocidade e ângulo de impacto, tipo e tamanho das partículas erodentes, sendo que o ângulo de impacto e a dureza do material erodido são os fatores com maior influência. Neste contexto, foi proposto um modelo que relaciona os danos causados por ângulos de impacto arbitrários $g(\alpha)$ com

danos causados por impactos normais E_{90} . $E(\alpha)$ denota o volume de material erodido pela massa das partículas (mm³/kg).

$$E(\alpha) = g(\alpha) E_{90}. \quad (2.18)$$

A dependência do ângulo de impacto da erosão normalizada $g(\alpha)$ é expressa por duas funções trigonométricas e pela dureza Vickers do material erodido HV.

$$g(\alpha) = (\sin \alpha)^{n_1} (1 + HV(1 - \sin \alpha))^{n_2}, \quad (2.19)$$

onde n_1 e n_2 são determinados pela dureza do material erodido e pelas propriedades das partículas.

$$n_1 = n_2 = s(HV)^q. \quad (2.20)$$

A tabela abaixo mostra os valores de s e q , obtidos empiricamente pelos autores, para os três tipos de partículas utilizadas:

Tabela 2.2. Valores de s e q para as partículas utilizadas por Oka et al. (2005).

Composição das partículas	Geometria	n_1		n_2	
		s	q	s	q
SiO ₂	Angular	0,71	0,14	2,4	-0,94
SiC	Angular	0,71	0,14	2,8	-1,00
Vidro	Esférico	2,8	0,41	2,6	-1,46

Na Equação (2.19), o primeiro termo representa a erosão em materiais com comportamento frágil ou por deformação plástica repetida, mais acentuada em ângulos de impacto maiores. O segundo termo representa a erosão em materiais com comportamento dúctil ou erosão por corte, mais efetiva em ângulos de impacto menores.

E_{90} é expresso da seguinte forma:

$$E_{90} = K(HV)^{k_1} (V_p)^{k_2} (D_p)^{k_3}, \quad (2.21)$$

onde K é um fator relacionado com dureza e forma da particular erodente, V_p é a velocidade de impacto e D_p é o diâmetro da partícula. k_1 , k_2 e k_3 são expoentes afetados pela dureza do material e pelas características das partículas, respectivamente.

Os experimentos foram realizados em uma plataforma de jato de abrasivos. Foram analisadas as influências dos seguintes fatores: dureza do material erodido, velocidade e ângulo de impacto, diâmetro e forma das partículas. Foram utilizados metais frágeis e dúcteis como amostra, partículas com diâmetro médio variando de 49 a 428 μm e ângulos de impacto variando de 5° a 90°. Nos resultados obtidos, os autores observaram que a velocidade de impacto e o diâmetro da partícula não influenciam na erosão em função do ângulo de impacto, entretanto a dureza inicial do material erodido e a geometria das partículas, representados pelos expoentes n_1 e n_2 , tem bastante influência na erosão em função do ângulo de impacto. A velocidade de impacto é independente do diâmetro da partícula e vice-versa, ou seja, a variação do diâmetro da partícula não altera a característica da erosão em função da velocidade de impacto, e a variação da velocidade de impacto não altera a característica da erosão em função do diâmetro da partícula. Neste contexto, k_2 independe do diâmetro da partícula e k_3 independe da velocidade de impacto. A influência da velocidade de impacto na erosão é afetada apenas pela geometria e dureza da partícula, e pelas propriedades do material erodido. k_2 é alterado com a dureza do material erodido (quanto maior HV menor k_2) e com a angularidade da partícula, quanto mais angular for a partícula, mais profunda será a indentação, maior será k_2 . Para os materiais envolvidos, os autores observaram que k_3 variava em torno de uma média. Desta forma, adotou-se $k_3 = 0,19$. A energia de impacto que causa erosão não depende do diâmetro da partícula, e sim da massa. Sendo assim, o diâmetro da partícula não teria influência na erosão e $k_3 = 0$. A diferença entre o valor teórico e valor encontrado se deve a maior indentação causada por partículas maiores. O mesmo efeito ocorre com k_2 , que teoricamente teria que ser $k_2 = 2,0$.

Oka e Yoshida (2005) realizaram testes para verificar a influência de outras propriedades mecânicas dos materiais, diferentes da dureza, no processo de desgaste erosivo por partículas. Visando obter tais propriedades mecânicas e determinar a influência destas na erosão, foram realizados ensaios de indentação quasi-estática, utilizando uma máquina universal de ensaios com uma esfera de WC com 3 mm de diâmetro, e ensaios de indentação dinâmica, utilizando uma pistola a gás para projetar uma esfera de WC com 3 mm de diâmetro. Foram escolhidos ensaios de indentação porque, segundo os autores, a maioria das crateras formadas com impacto normal provém de indentação. Os materiais utilizados

como amostras foram: cobre, alumínio, ferro, ferro fundido, aço carbono e aço inoxidável. As superfícies foram analisadas por microscopia eletrônica de varredura. Objetivando inserir estas demais propriedades em um modelo para predição da erosão, foram realizados testes de erosão em uma bancada de jato de abrasivos. Foram utilizadas partículas angulosas de SiC e SiO₂, com diâmetro médio variando entre 49µm e 428µm. As velocidades de impacto foram variadas entre 50m/s e 150m/s. As partículas foram colididas com ângulo de impacto normal à superfície.

Nos testes realizados, os autores observaram que a dureza do material não é o único fator, considerando somente o material erodido, que influencia na erosão. A composição das microestruturas metálicas também influencia no desgaste erosivo. A figura abaixo mostra a relação entre a erosão e a dureza do material.

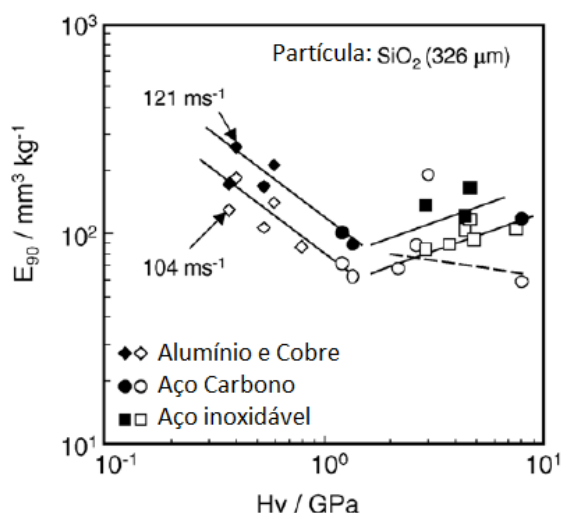


Figura 2.14. Relação entre a dureza do material e erosão com impacto normal (Adaptado de Oka e Yoshida, 2005).

Para materiais com microestruturas simples, o desgaste erosivo decai com o aumento da dureza, como é o caso do cobre e do alumínio. Para metais com microestruturas compostas, no caso do aço carbono, que passou por tratamento térmico, e do aço inoxidável, a erosão aumenta com o aumento da dureza. Desta forma, na análise do processo de desgaste erosivo, se faz necessário relacionar a microestrutura do metal com a dureza deste.

Nos testes de indentação quasi-estática, os autores verificaram que a resistência ao processo de indentação aumenta com a deformação plástica do metal, fato associado com o comportamento da pressão de contato. Isto ocorre porque o metal passa por um processo de endurecimento a frio. Esta propriedade mecânica do material também influencia na erosão, porém os autores não identificaram um padrão para inserir nas equações da predição da erosão.

Outra propriedade do material que influencia na indentação é a relaxação de carga (redução da tensão aplicada ao corpo de prova quando a deformação em função do tempo é constante). A relaxação de carga ocorre devido ao atraso da deformação plástica no final do processo de indentação, e geralmente aumenta com aumento do tamanho da indentação. Entretanto, em todos os materiais analisados pelos autores, a razão da relaxação de carga diminuiu com o aumento da indentação. Os autores atribuíram a diminuição da razão da relaxação de carga ao surgimento de trincas intergranulares ou quebra de microestruturas para materiais frágeis, e à deformação plástica adequada para materiais dúcteis. A figura abaixo mostra, em escala logarítmica, o gráfico da razão de relaxação de carga $((F_0 - F_1)/F_0)$ em função da razão de indentação (d/D) para os metais estudados.

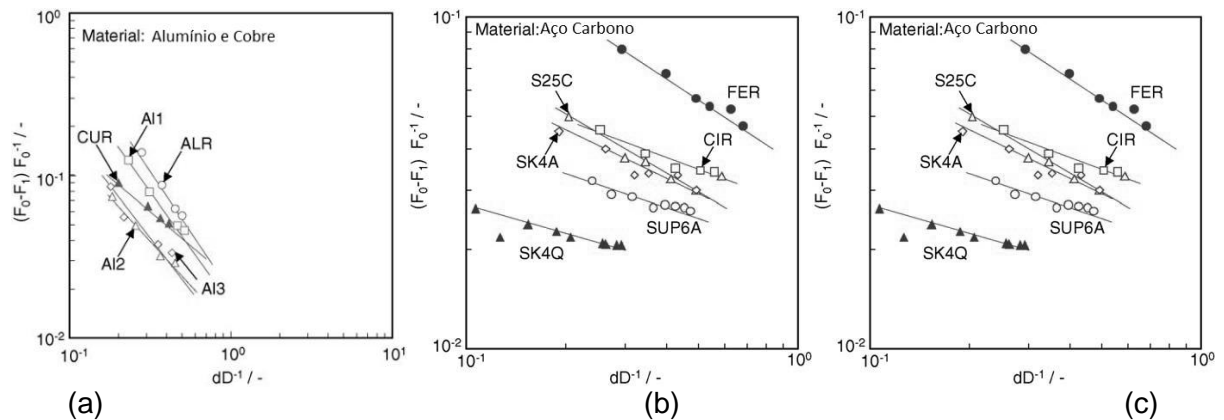


Figura 2.15. Razão de relaxação de carga em função da razão de indentação para alumínio e cobre (a), ferro e aço carbono (b) e aço inoxidável (c) (Adaptado de Oka e Yoshida, 2005).

O comportamento da razão de relaxação de carga pode ser aproximado por:

$$\frac{F_0 - F_1}{F_0} = a \left(\frac{d}{D} \right)^{-b}, \quad (2.22)$$

sendo a uma constante e b um expoente, obtidos empiricamente. Para inserir a relaxação de carga na equação para predição da erosão, os autores propuseram a seguinte correlação:

$$E_{90} = K (aHV)^{-bk_1}, \quad (0 \leq HV \leq 1, b \geq 0), \quad (2.23)$$

onde a e b são os mesmos valores da Eq. (2.22), K e k_1 são determinados pelo tipo de partícula e Hv é a dureza Vickers inicial do material. Na Eq. (2.23), E_{90} diminui com um aumento na dureza do material. E_{90} aumenta com um aumento de b , o que implica na

capacidade de deformação plástica ou fragilidade, se um material tem o mesmo valor de dureza.

As equações para predição do desgaste erosivo, que podem ser utilizadas sob qualquer ângulo de impacto, velocidade, tamanho de partículas e quaisquer tipos de materiais, são os seguintes:

$$E(\alpha) = g(\alpha) E_{90}, \quad (2.24)$$

$$E_{90} = K (aHV)^{k_1} \left(\frac{V_p}{V_p^*} \right)^{k_2} \left(\frac{D_p}{D_p^*} \right)^{k_3}. \quad (2.25)$$

$E(\alpha)$ é o volume de material erodido pela massa das partículas (mm³/kg) e $g(\alpha)$ é a dependência do ângulo de impacto para a erosão normalizada (Oka et al., 2005). K , k_1 e k_3 dependem do tipo de partícula. k_2 é um expoente que depende do tipo de partícula e da dureza do material. V_p e D_p são a velocidade de impacto e diâmetro da partícula, respectivamente. V_p^* e D_p^* são os valores padrões para velocidade e diâmetro da partícula, respectivamente. A Tab. 2.3 mostra os valores das constantes e expoentes obtidos:

Tabela 2.3. Constantes e expoentes para a equação preditiva obtidos por Oka e Yoshida (2005).

Partículas	K	k_1	k_2	k_3	V_p^* (m/s)	D_p^* (μm)
SiO ₂	65	-0.12	$2,3(HV)^{0,038}$	0,19	104	326
SiC	45	-0.05	$3,0(HV)^{0,085}$	0,19	99	326
Vidro	27	-0.16	2.1	0,19	100	200

As figuras abaixo mostram a comparação entre o E_{90} experimental e o E_{90} calculado, para diferentes situações. Os resultados mostraram boa concordância.

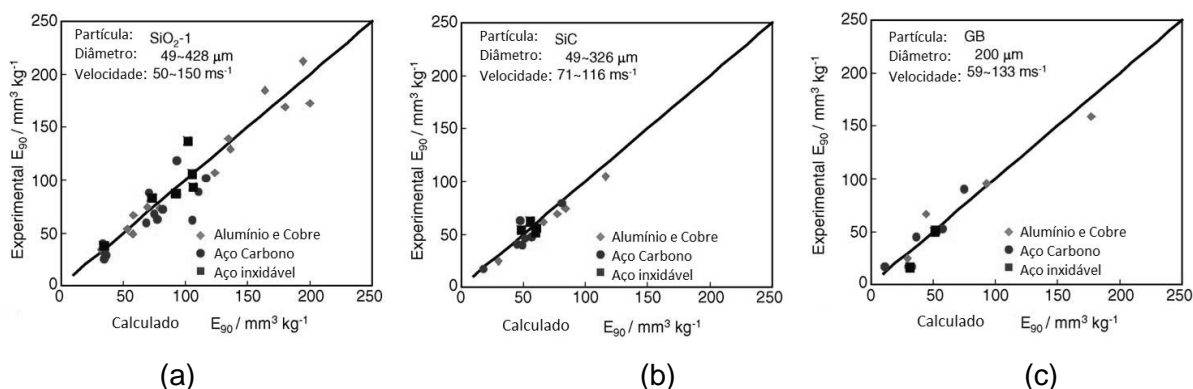


Figura 2.16. Comparação entre o E_{90} experimental e o E_{90} calculado para partículas de SiO_2 (a), SiC (b) e Esferas de Vidro (c) (Adaptado de Oka e Yoshida, 2005).

2.2. Erosão em ciclones

Danyluk et al. (1980) analisaram a falha de um ciclone, de aço inoxidável da classe 310 com 0,64 cm de espessura, utilizado no gaseificador de aglomeração de cinzas do instituto de tecnologia do gás (Chicago, E.U.A.). O ciclone analisado separa carvão não queimado e outros sólidos dos gases de combustão, promovendo a reciclagem dos sólidos. A fase sólida possuiu diâmetro médio de aproximadamente 400 μm e a velocidade das partículas na entrada do ciclone é estimada entre 18 e 45 m/s. O ciclone opera em temperaturas que variam entre 788 e 954°C. O tempo total de serviço do ciclone analisado foi de 480 h (20 dias), e no final deste período uma perfuração ocorreu no local mostrado na Fig. 2.17.

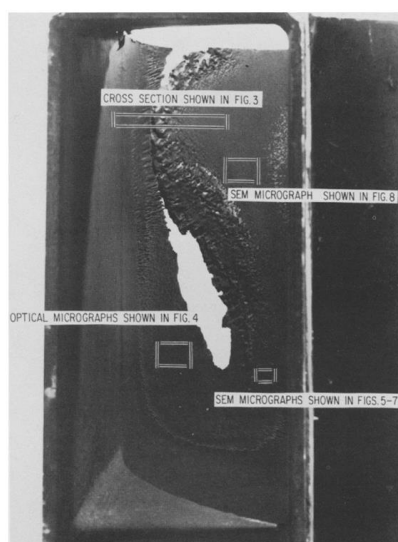


Figura 2.17. Vista da entrada do ciclone, mostrando a região erodida do mesmo (Danyluk et al., 1980).

Os autores analisaram as regiões destacadas na Fig. 2.17 por meio de microscopia óptica e eletrônica. Por meio desta análise concluem que o material foi removido de forma dúctil, devido ao impacto das partículas. A perda de material devido à erosão foi medida diretamente por meio de um micrômetro e indiretamente utilizando técnicas padrão de pulso ultrassônico. Segundo os autores a concordância entre as duas técnicas foi excelente. A Fig. 2.18 mostra a região do ciclone onde as medições de perda de material foram realizadas e a Fig. 2.19 mostra os resultados obtidos.

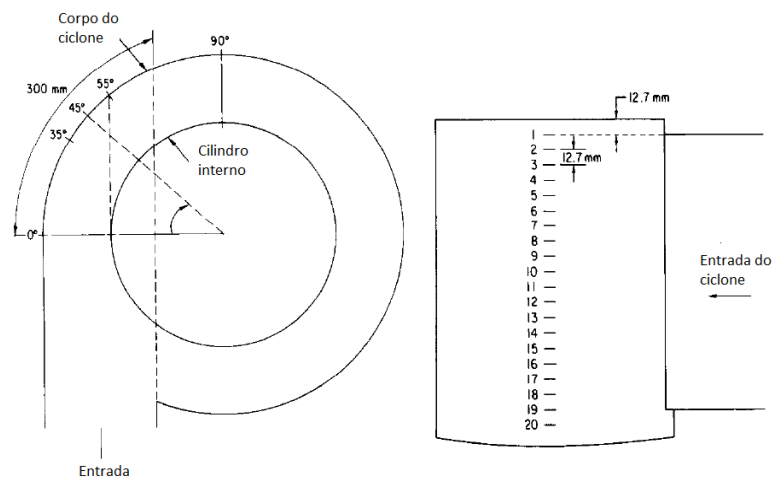


Figura 2.18. Diagrama esquemático do ciclone indicando as posições onde as medições de perda de material foram realizadas (Adaptado de Danyluk et al., 1980).

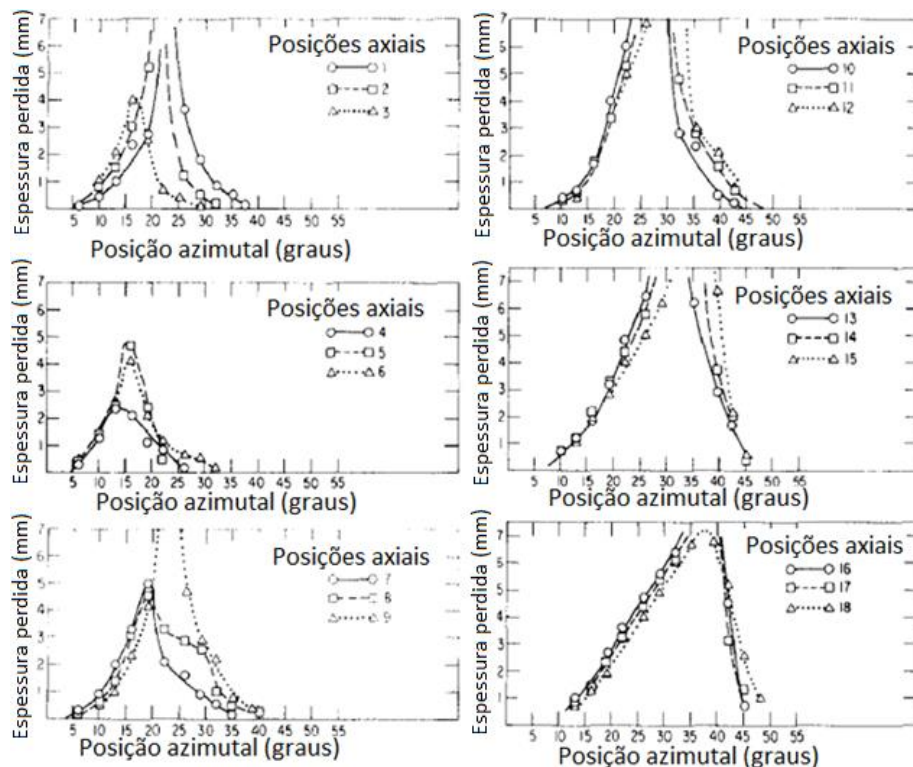


Figura 2.19. Perda de material vs. posição azimutal para cada posição indicada na Fig. 2.18 (Adaptado de Danyluk et al., 1980).

Os autores também realizam uma análise teórica da perda de material, para isto consideram que o escoamento próximo à parede interna do ciclone pode ser aproximado por um padrão simplificado bi-dimensional e utilizaram uma formulação similar a de Taylor (1963, Apud Danyluk et al., 1980) para calcular a trajetória das partículas dentro do ciclone. Os cálculos indicaram que para as condições assumidas, o escoamento do fluido não afeta de forma significativa o movimento de partículas com mais de 100 μm de diâmetro, de tal forma que estas viajam sempre em linha reta. Logo, de acordo com Danyluk et al. (1980), o ângulo de impacto é igual ao ângulo azimutal com o qual o impacto ocorreu, e desta forma, a Fig. 2.19, pode ser interpretada como mostrando a variação do desgaste erosivo com o ângulo de impacto. Partindo desta suposição os autores utilizam o modelo de erosão proposto por Finnie (1962) para estimar de forma teórica a perda de material devido à erosão em função do ângulo de impacto. Os autores concluem que o padrão de erosão observado na posição do ciclone correspondente a metade inferior da entrada do ciclone possui concordância razoável com as predições teóricas. Nesta região a trajetória das partículas indica que os padrões do escoamento possuem concordância razoável com o escoamento bi-dimensional idealizado no modelo. Discrepância substancial ocorre na porção do ciclone correspondendo à metade superior da entrada, onde a trajetória das partículas difere consideravelmente da assumida no modelo. Os autores concluem que a análise da região erodida revela que o modelo de Finnie pode ser utilizado para prever a taxa de erosão do ciclone, embora existam indicações de que o escoamento das partículas não é laminar.

Zuchbi et al. (1991) realizaram um estudo numérico e experimental do desgaste em ciclones de separação de meio pesado (HMS - *Heavy Medium Separation*), este estudo foi na realidade um esforço colaborativo entre a CSIRO (*Division of Mineral and Process Engineering*, Melbourne, Austrália) e a ADM (*Argyle Diamond Mines*, Perth, Austrália) para investigar o desgaste de ciclones em uma planta HMS. Os objetivos de tal investigação eram a predição da taxa de desgaste por meio de um modelo numérico e a sugestão de formas de se reduzir esta taxa. Uma planta HSM é utilizada para separar minerais pesados, tipicamente diamantes e minério de ferro de materiais mais leves. A planta HMS investigada consiste de cinco módulos primários e cada módulo contém três ciclones alimentados por gravidade com diâmetro de 0,4 m. Sendo que cada módulo opera com uma alimentação que varia entre 130 ton/h e 165 ton/h. A taxa de desgaste do *vortex finder* dos ciclones da ADM é muito alta e determina o ciclo de vida da operação, uma vez que o desgaste do *vortex finder* leva a um encurtamento do mesmo que por sua vez pode levar a uma queda na eficiência de separação, promovendo a perda de diamantes. Os autores consideram que o desgaste ocorre quando as tensões locais superam a resistência do material, via falha dúctil ou frágil ou combinação das duas. O mecanismo de erosão depende do tipo de materiais envolvidos (partícula parede),

assim como do padrão de escoamento. A erosão em meio denso possui três componentes: (a) o impacto direcional das partículas sólidas; (b) o impacto aleatório das partículas sólidas, devido ao movimento turbulento; (c) o atrito devido ao deslizamento de um grupo de partículas contra a parede. Sendo que os dois últimos componentes só são válidos em escoamentos densos. A Fig. 2.20 ilustra estes mecanismos:

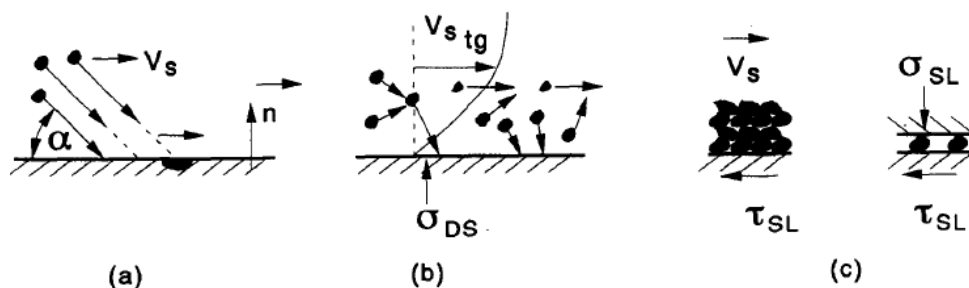


Figura 2.20. Causas de erosão em escoamentos densos, (a) impacto direcional, (b) impacto aleatório e (3) desgaste por atrito (Zughbi et al., 1991).

O impacto direcional ocorre quando o escoamento muda de direção (por exemplo, para desviar de um obstáculo), mas devido a inércia as partículas seguem sua trajetória original, impactando na superfície do obstáculo. O desgaste por impacto aleatório ocorre em áreas de escoamento turbulento com presença de vórtices, não existe um ângulo de impacto preferencial. O desgaste por atrito é encontrado quando um grupo de partículas sólidas deslizando sobre uma parede transmite uma tensão normal para a mesma. Segundo os autores somente os mecanismos (a) e (b) indicados na Fig. 2.20 estão presentes no desgaste no interior do *vortex finder*. Zughbi et al. (1991) utilizam o modelo de energia proposto por Roco e Addie (1983, Apud Zughbi et al., 1991) para predição do desgaste. Enfatizam que este modelo possui constantes de proporcionalidade que devem ser ajustadas empiricamente. As equações do modelo utilizado na predição da taxa de desgaste necessitam da concentração e velocidade das partículas sólidas, sendo que estas informações foram obtidas pelos autores por meio da utilização do software PHOENICS. Na simulação numérica foram consideradas três fases: partículas sólidas, líquido e ar. E que uma vez que partículas de diâmetros diferentes se movem com velocidades diferentes, cada partícula de tamanho diferente representa de certa forma, uma fase diferente. Desta maneira a capacidade para simulação de duas fases oferecida pelo software PHOENICS não é suficientemente geral e não foi utilizada, ao invés de resolver três equações de conservação da quantidade de movimento para cada fase, os autores optaram por utilizar um modelo algébrico com três equações para cada componente da velocidade. A velocidade de deslizamento, entre as partículas e a mistura, é calculada por equações algébricas, permitindo que a velocidade de cada fase seja utilizada em sua equação de conservação (a velocidade das partículas de um determinado

tamanho é dada pela soma da velocidade da mistura com a velocidade de deslizamento). Para turbulência utilizaram uma viscosidade efetiva para a mistura que varia de acordo com as condições locais do escoamento. Como condições de contorno assumiram um fluxo mássico fixo na entrada e consideraram uma determinada concentração de sólidos (tanto o fluxo mássico quanto a concentração de sólidos não são fornecidos no trabalho). Para saída, tanto no duto de *overflow* quanto de *underflow* assumiram a condição de pressão prescrita. Os dados experimentais utilizados por Zughbi et al. (1991) foram fornecidos pela ADM que realizou medições em 27 *vortex finders*. O peso de cada *vortex finder* no ar e submerso em água foi gravado assim como a quantidade de material processada em cada módulo e a duração de cada corrida. Dezesseis posições radiais igualmente espaçadas foram marcadas em cada *vortex finder*, como indicado na Fig. 2.21, e o comprimento axial da parede do *vortex finder* foi medido em cada uma destas posições antes e depois do uso. A espessura da parede do *vortex finder* também foi medida em cada uma das posições radiais em intervalos de 0,1 m ao longo do comprimento do *vortex finder*.

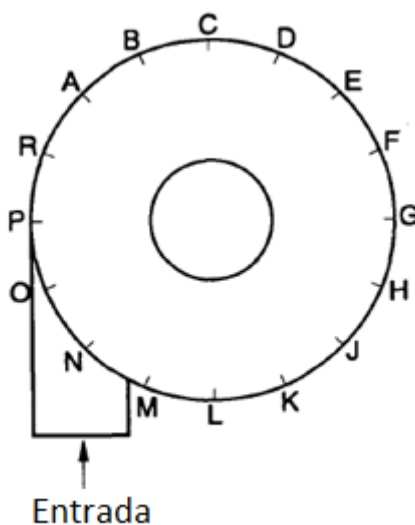


Figura 2.21. Posições radiais onde as medições foram realizadas (Adaptado de Zughbi et al., 1991).

Os autores analisaram a quantidade de massa perdida em função da quantidade de material processado (toneladas/hora) e duração da operação (hs), mas não encontraram nenhuma tendência clara com os parâmetros de operação. Os dados experimentais cobrem cerca de 15% do material processado e 20% do tempo de duração da corrida. No entanto, não encontraram nenhuma tendência clara para o desgaste do *vortex finder*. Como o desgaste não é igual ao longo da circunferência, é possível identificar as posições onde o máximo de desgaste ocorre em cada *vortex finder*. O número de vezes que o desgaste máximo ocorre em cada posição radial é mostrado na Fig. 2.22.

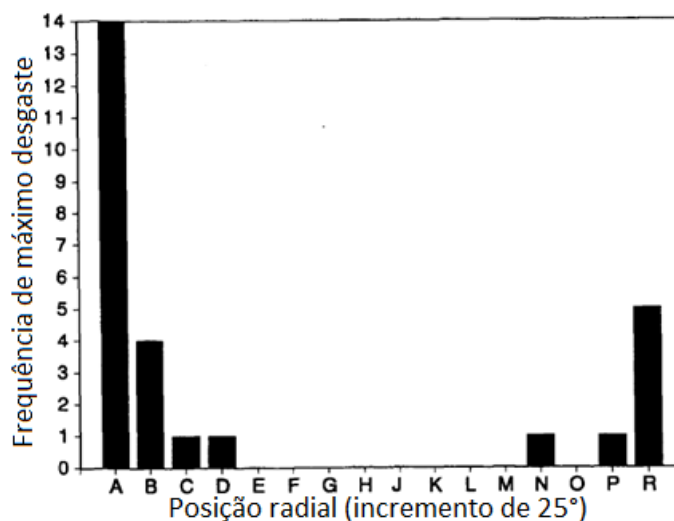


Figura 2.22. Frequência do desgaste máximo do *vortex finder* em função das posições radiais de medição para todos os 27 ciclones (Adaptado de Zughbi et al., 1991).

Isto mostra que o desgaste máximo ocorre sempre na área entre 0 e 160 graus do local da entrada do ciclone. Além disto, cerca de 85% dos pontos de máximo desgaste estão entre 70 e 135 graus e 52% no ponto um, 90 graus da entrada. Isto implica que o desgaste poderia ser espalhado ao longo da circunferência do *vortex finder* pelo uso de entradas duplas. Zughbi et al. (1991) calcularam os valores médios da espessura da parede do *vortex finder* em todas as 16 posições radiais para cada ponto axial medido. Como esperado, a parte inferior do *vortex finder* mostrou uma maior perda de espessura, a qual corresponde a um desgaste mais severo. Os autores calcularam a espessura média da parede do *vortex finder* para três ciclones de cada módulo para uma dada corrida. A Fig. 2.23 mostra a espessura média para cinco módulos em função da distância axial.

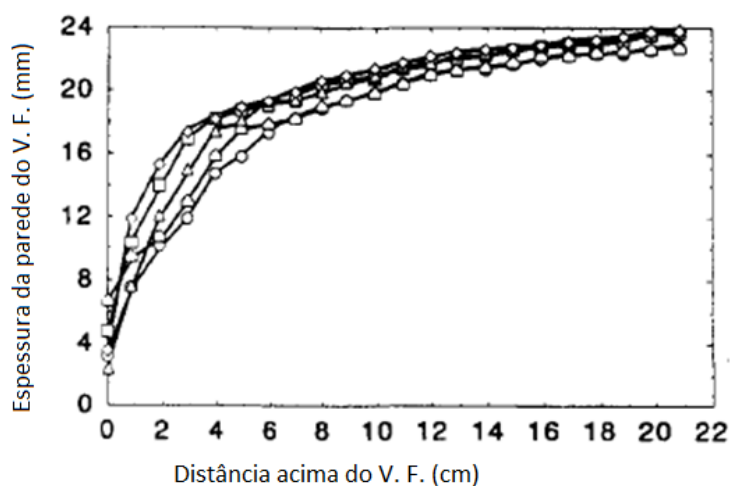


Figura 2.23. Espessura média da parede do *vortex finder* desgastado para cada módulo em função da distância acima do fim do vortex finder (Adaptado de Zughbi et al., 1991).

Os autores assumiram que a taxa de desgaste inicial permanece constante durante toda a corrida para que o desgaste da parede interna do *vortex finder* pudesse ser calculado com os resultados obtidos com o software PHOENICS. A Fig. 2.24 mostra uma comparação entre a quantidade de desgaste predita dentro do *vortex finder* e dados experimentais representando o desgaste dentro do *vortex finder*.

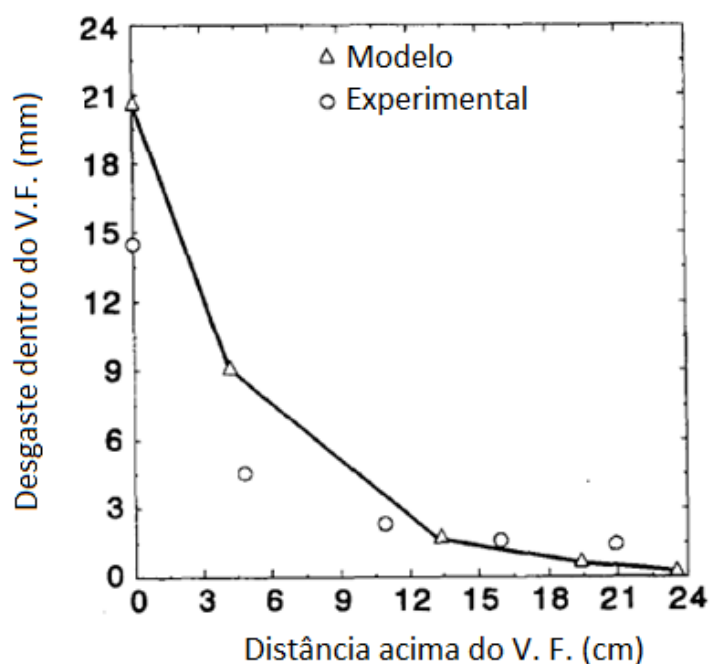


Figura 2.24. Comparação entre o desgaste, na parte interna do *vortex finder*, medido experimentalmente e o predito teoricamente (Adaptado de Zughbi et al., 1991).

A tendência mostrada nos dois gráficos apresentados na Fig. 2.24 é similar, indicando que a região mais desgastada é a ponta do *vortex finder* e que este desgaste decresce ao longo do comprimento axial do mesmo. O modelo e os resultados experimentais mostram boa concordância, no entanto, Zughbi et al. (1991) ressaltam que dois parâmetros presentes nas equações teóricas para o desgaste foram ajustados por meio da comparação com resultados experimentais.

Reppenhagen e Werther (1999) investigaram teoricamente e experimentalmente o mecanismo de desgaste em ciclones, para vários tipos de catalisadores. O modelo teórico que considera a eficiência energética do processo de fragmentação em um ciclone sobre condição de pura abrasão foi condizente com os resultados experimentais. No modelo, a massa de produção de abrasivos por unidade de massa de catalisador que entra no ciclone é proporcional ao quadrado da velocidade do gás na entrada do ciclone, e inversamente proporcional à raiz quadrada do carregamento de sólidos do escoamento que entra no ciclone.

A taxa de desgaste do ciclone é dada pela Eq. (2.26):

$$r_c = K_d \mu_{sol}^n u_{c,in}^2, \quad (2.26)$$

onde $u_{c,in}$ é a velocidade de entrada do gás, μ_{sol} é o carregamento de sólido do escoamento gás-sólido na entrada do ciclone, e K_d é a constante da taxa de desgaste, que sintetiza todas as propriedades das partículas que são relevantes para o processo, como tamanho e robustez da partícula.

Os resultados foram obtidos experimentalmente e teoricamente para nove tipos de ciclones. Oito com entrada tangencial, e um com entrada com voluta. Nos testes foram avaliadas as influências dos seguintes parâmetros: o modelo da unidade de teste (tubo de entrada e malha do crivo no *overflow*), a velocidade de entrada, o carregamento de partículas, o tipo de catalisador, o tamanho das partículas, o tamanho do ciclone, a geometria do ciclone, as fontes de desgaste dentro do ciclone, o projeto da entrada do ciclone, e a abrasão induzida por partícula encolhida. Os resultados mostraram que o modelo teórico é válido independentemente do tamanho, geometria, modelo de entrada ou da fabricação do ciclone. O único fator relevante é a área da seção transversal da entrada do ciclone, que influencia na velocidade de entrada, sendo este o parâmetro operacional de maior influência no desgaste. A Fig. 2.25 mostra o gráfico da velocidade de entrada e do carregamento de sólidos do ciclone em função da taxa de desgaste (r_c).

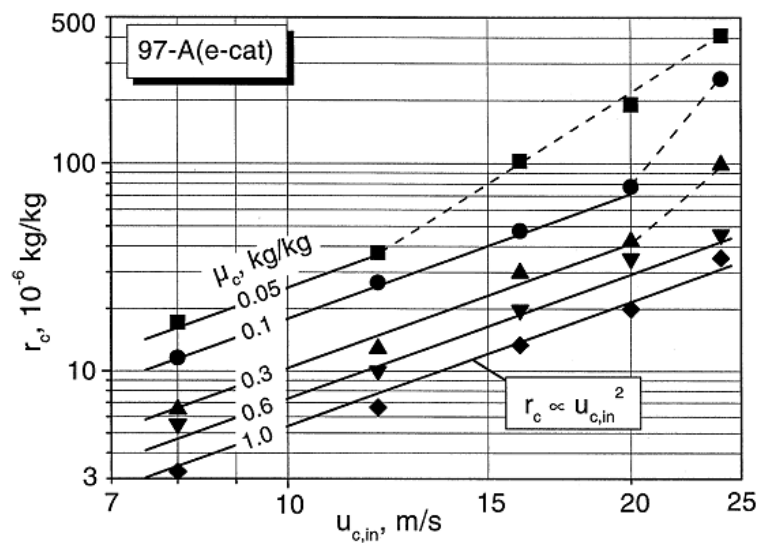


Figura 2.25. Influência da velocidade de entrada ($u_{c,in}$) na taxa de desgaste do ciclone (r_c), para diferentes carregamentos de sólidos catalíticos (μ_c) (Reppenhagen e Werther, 1999).

Pela Figura 2.25 observa-se que o aumento da velocidade ocasiona em uma maior taxa de desgaste no ciclone, e o aumento do carregamento de sólido diminui a taxa de desgaste do ciclone. Também se pode observar que para um determinado valor de velocidade de entrada a taxa de desgaste aumenta significativamente para baixos carregamentos de sólidos (linha pontilhada). Este efeito pode ser explicado pela ocorrência de outro mecanismo de desgaste em adição ao desgaste erosivo. Este desgaste ocorre em função do aumento da energia cinética provocado pelo aumento da velocidade de entrada, e em função do aumento da interação entre as partículas com as paredes, este aumento é provocado pela diminuição do carregamento de sólido.

Utikar et al. (2010) realizaram uma revisão de vários trabalhos referentes a simulação numérica de separadores ciclônicos, sendo que nesta resenha só será comentada a parte referente à erosão de ciclones. Os autores afirmam que como informações detalhadas dos campos de velocidade e pressão assim como da trajetória das partículas estão disponíveis em simulações de CFD, com a metodologia euleriana-lagrangeana, torna-se possível utilizar tais informações para a predição do desgaste em ciclones. Para investigar o efeito da distribuição do tamanho das partículas na erosão de ciclones os autores simularam partículas com diâmetro variando de 1 a 160 μm . As trajetórias das partículas são mostradas na Fig. 2.26. Os resultados mostram que partículas com tamanho menor do que 40 μm escapam pelo duto de *underflow* após um determinado tempo de residência enquanto que partículas com diâmetro maior do que 60 μm continuam girando ao redor da seção intermediária por um tempo significativamente mais longo. Uma possível explicação para isto reside no equilíbrio entre a força centrífuga e a força gravitacional. À medida que as partículas maiores chegam à parte cônica a força centrífuga na partícula aumenta por que o raio do ciclone diminui enquanto que a velocidade tangencial da partícula permanece praticamente a mesma. As partículas maiores eventualmente serão coletadas devido a interações partícula-partícula. No entanto algumas partículas permanecerão na parede do ciclone.

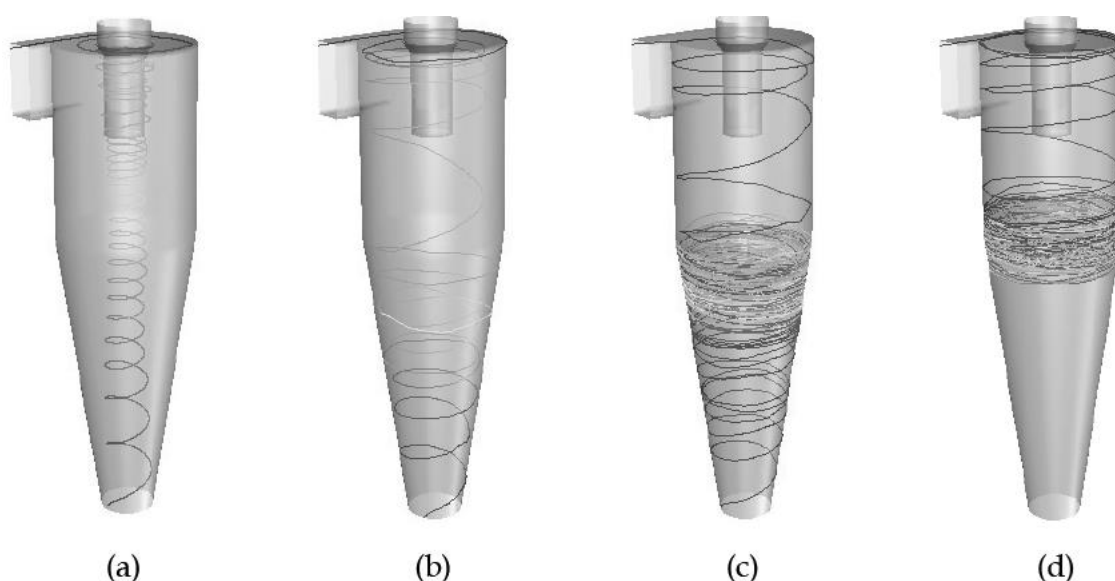


Figura 2.26. Trajetórias de partículas de (a) 5 μm (b) 20 μm (c) 40 μm (d) > 60 μm (Utikar et al., 2010).

Os autores também investigaram o efeito do carregamento de sólidos na taxa de erosão média para diferentes velocidades do gás, e os resultados obtidos pelos mesmos são mostrados na Fig. 2.27. Nos gráficos mostrados na Fig. 2.27 a taxa de erosão média fornece uma medida global do desgaste no ciclone inteiro. Pode-se observar que, para uma dada velocidade do gás, a taxa de erosão decresce com o carregamento de sólidos. No entanto, para um dado carregamento de sólidos a taxa de erosão média aumenta com a velocidade do gás até uma dada velocidade. A partir desta velocidade, a taxa de erosão permanece constante ou decresce um pouco.

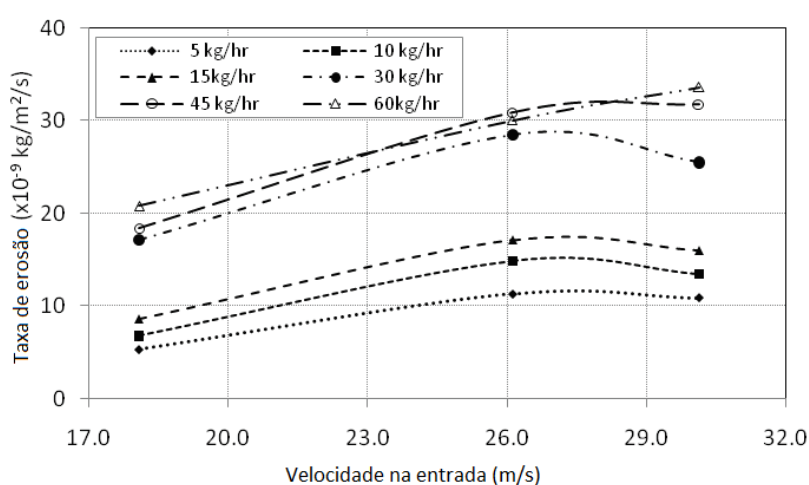


Figura 2.27. Comparação da taxa de erosão em função de diferentes concentrações de sólidos e velocidades do gás (Adaptado de Utikar et al., 2010).

Os autores explicam este fato da seguinte forma: para baixas velocidades do gás, uma menor quantidade de movimento é transferida do gás para as partículas, a qual algumas vezes

evita que as partículas sejam rebatidas mais de uma vez após uma colisão, desta forma as partículas permanecem próximas a parede do ciclone. Consequentemente, a taxa de erosão é menor em escoamentos em baixa velocidade. A medida que a velocidade do gás aumenta, se torna mais provável que as partículas sejam rebatidas ao colidirem com a parede. Como as colisões não são perfeitamente elásticas, o ângulo de impacto é reduzido gradualmente após a primeira colisão, aumentando assim a taxa de erosão média. Para velocidades do gás ainda maiores, a força centrífuga sobre as partículas aumenta. Isto faz com que algumas partículas atinjam a parede do ciclone rapidamente. Como consequência, uma camada de partículas se movendo lentamente é formada e esta protege a parede do ciclone da colisão de outras partículas, diminuindo assim a taxa de erosão.

Zheng et al. (2010) realizaram experimentos em ciclones separadores de unidades de craqueamento catalítico com intuito de analisar a falha nestes equipamentos. As análises foram realizadas com base nas propriedades macromecânicas, na morfologia microestrutural e na identificação de fase. Foram testados dois aços inoxidáveis austeníticos: o aço 310Cb, utilizado em um ciclone separador dentro do segundo regenerador (CSSR), e o aço 0Cr19Ni9, utilizado em um ciclone separador dentro do primeiro regenerador (CSFR). Através de análises de resistência, dureza, tenacidade, microfotografias, composição e metalografia dos materiais, foi observado que o desgaste no 310Cb utilizado no CSSR é maior do que o desgaste no 0Cr19Ni9 utilizado no CSFR. O desgaste do CSSR ocorre principalmente devido à fragilização do material no local onde ocorre a falha. As principais causas do desgaste não são a carbonização ou sulfuração, e sim a precipitação de fases nocivas compostas por cromo. Sendo assim, a causa do desgaste interno para este caso é o alto teor de cromo no material, e a causa do desgaste externo são as altas temperaturas as quais o ciclone separador é submetido ($T > 700^{\circ}\text{C}$). Para reduzir o desgaste interno no CSSR, recomenda-se a substituição das ligas utilizadas por ligas com melhor comportamento a altas temperaturas. Para reduzir o desgaste externo, recomenda-se o controle rigoroso do processo a fim de evitar a combustão secundária dentro do regenerador, que gera temperaturas muito elevadas. A Fig. 2.28 mostra o local da fratura do ciclone, e a Fig. 2.29 mostra o gráfico da resistência à fratura dos aços utilizados.

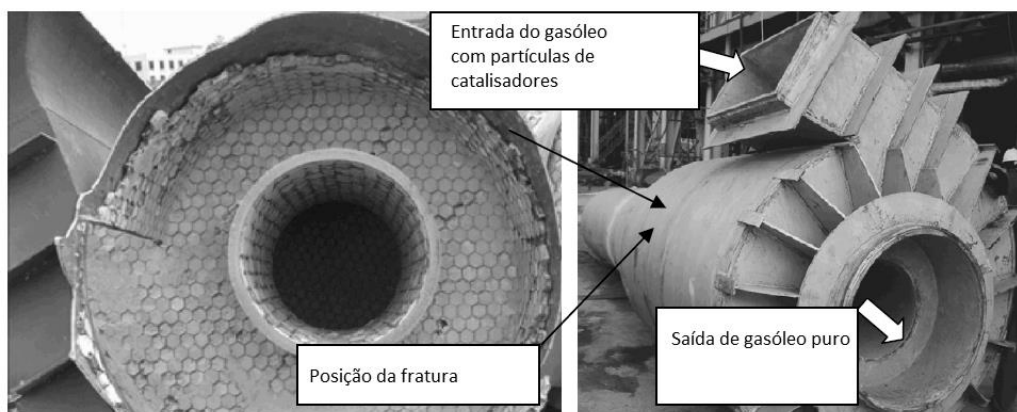


Figura 2.28. Fratura no ciclone separador (esquerda), posição da fratura no ciclone separador (direita). (Adaptado de Zheng et al., 2010).

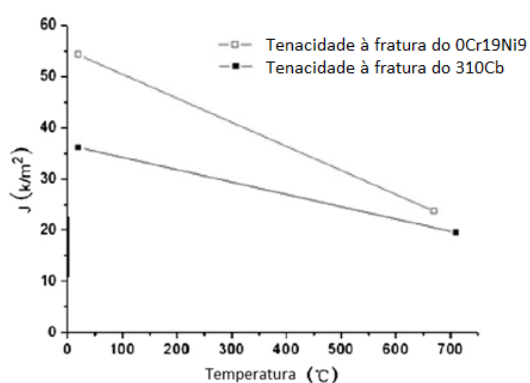


Figura 2.29. Gráfico da tenacidade à fratura dos aços analisados (Adaptado de Zheng et al., 2010).

Karri et al. (2011) realizaram experimentos em separadores ciclônicos de segundo estágio, objetivando caracterizar e verificar a influência de determinados parâmetros na erosão. Os experimentos foram realizados em ciclones de acrílico com revestimento de gesso. A erosão foi quantificada com a quantidade de massa perdida durante os ensaios. Nos ciclones de segundo estágio, as velocidades são altas e o carregamento mássico é baixo, em comparação com os ciclones de primeiro estágio, resultando em uma maior erosão na parte cônica do ciclone. A Fig. 2.30 mostra o comportamento das partículas em ciclones de primeiro e segundo estágio.

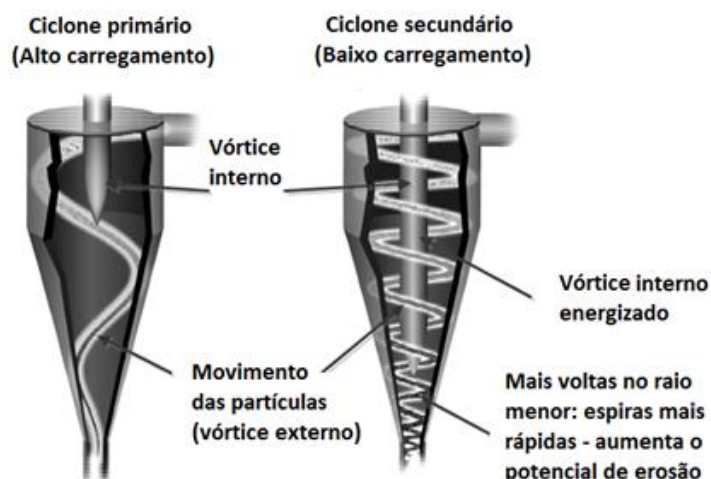


Figura 2.30. Esquema mostrando o comportamento das partículas em ciclones de primeiro e segundo estágio (Adaptado de Karri et al., 2011).

Os autores testaram diferentes parâmetros de projeto e operação para verificar o comportamento do desgaste erosivo, principalmente no cone do ciclone. Primeiramente, os autores verificaram a influência da razão entre o comprimento e o diâmetro do ciclone (L/D). Os testes foram realizados em ciclones com três razões diferentes: $L/D = 3,1$; $L/D = 4,1$ e $L/D = 5,1$. A Fig. 2.31 abaixo mostra o esquema dos ciclones utilizados nos experimentos.

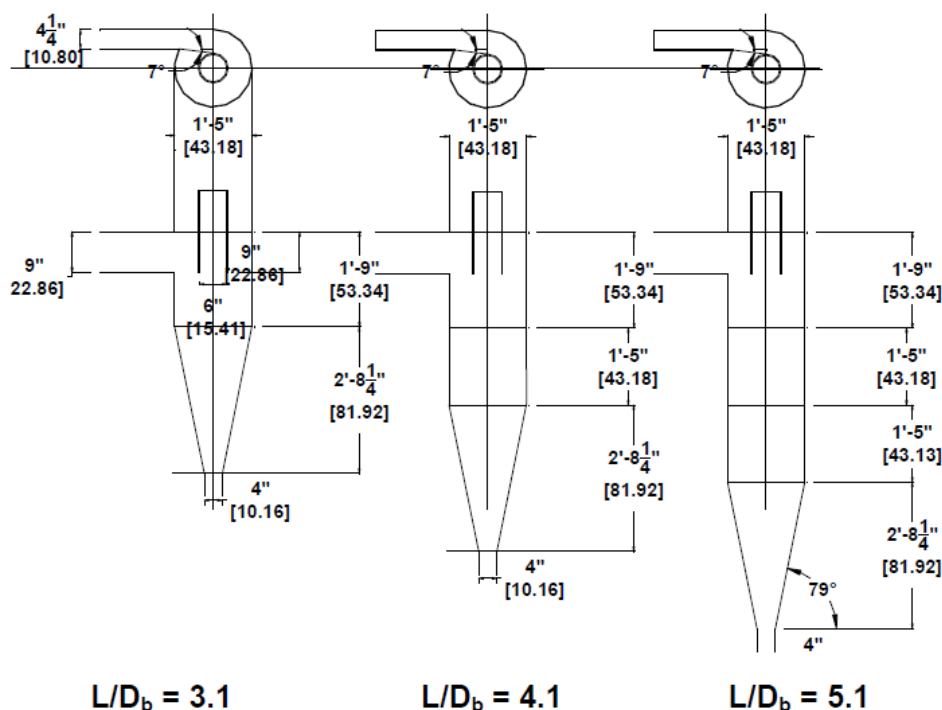


Figura 2.31. Esquema com as dimensões dos ciclones utilizados [mm] (Karri et al., 2011).

Foi verificado que a erosão diminui com o aumento de L/D , como mostrado na Fig. 2.32, e que a erosão se concentra na região inferior do cone, em aproximadamente $1/3$ da altura

do cone. Também foi quantificada a taxa de erosão no cilindro, e verificou-se que a erosão nesta parte é, aproximadamente, 15% do valor da erosão no cone.

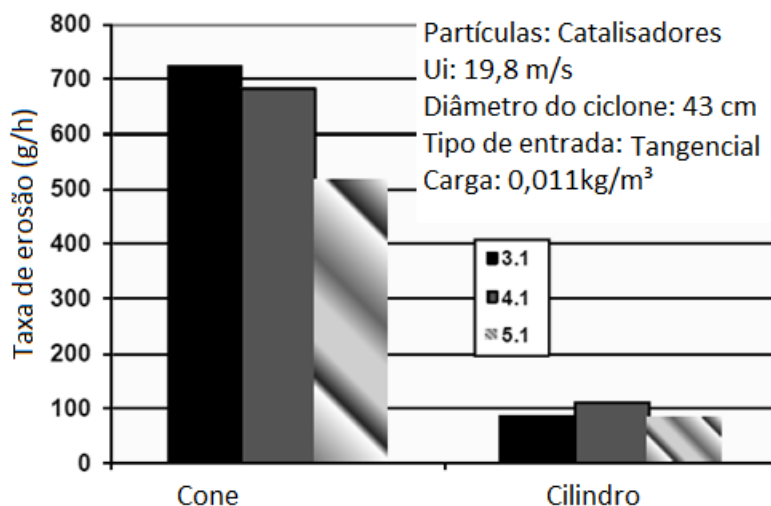


Figura 2.32. Taxa de erosão para as três razões L/D, no cone e no cilindro (Adaptado de Karri et al., 2011).

Os autores também quantificaram o efeito do tamanho do cone na erosão. Foram utilizados dois ciclones com tamanhos de cones diferentes, porém com o mesmo comprimento total. O primeiro com cone com 0,82 m de altura e ângulo de 79° com a horizontal, e o segundo com o cone com 1,68 m de altura e ângulo de 84° com a horizontal. A Fig. 2.33 mostra os resultados obtidos com os dois tamanhos de cone, variando a velocidade na saída.

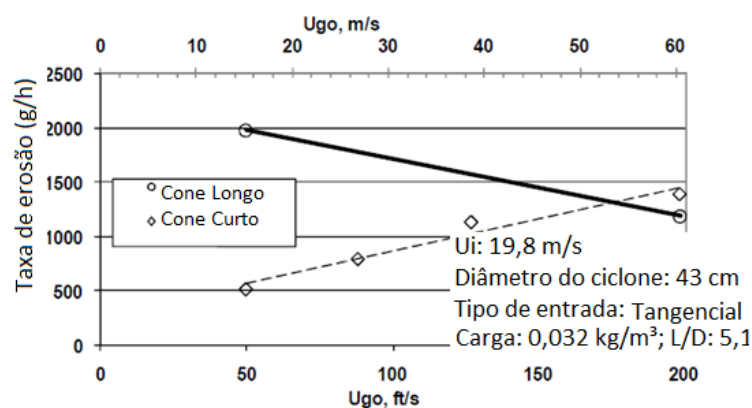


Figura 2.33. Taxa de erosão obtida com os ciclones com o cone longo e cone curto, variando a velocidade na saída (Adaptado de Karri et al., 2011).

No ciclone com o cone maior, a erosão diminui com o aumento da velocidade na saída, efeito oposto ao que ocorre no ciclone com o cone menor, onde a erosão aumenta com o aumento da velocidade na saída. A velocidade na saída foi variada com a alteração do diâmetro do tubo de vórtice.

Como a erosão foi concentrada na região cônica do ciclone, especificamente 1/3 do comprimento do cone a partir da base, foi inserido um estabilizador de vórtice nesta região. Este estabilizador diminui a velocidade das partículas e controla o vórtice central, diminuindo assim a taxa de erosão. Os testes com o estabilizador de vórtice foram realizados com os ciclones com $L/D = 3,1$ e $L/D = 5,1$. As Figs. 2.34 e 2.35 mostram as taxas de erosão obtidas, com e sem estabilizador de vórtice, variando a velocidade na saída dos ciclones.

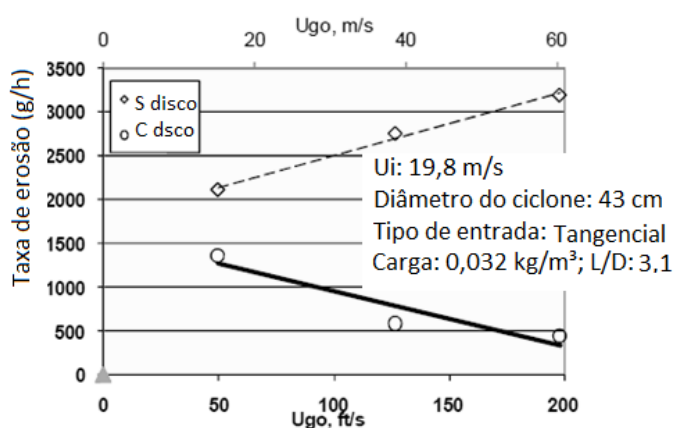


Figura 2.34. Efeito da velocidade de saída no ciclone com $L/D = 3,1$, com e sem estabilizador de vórtice (Adaptado de Karri et al., 2011).

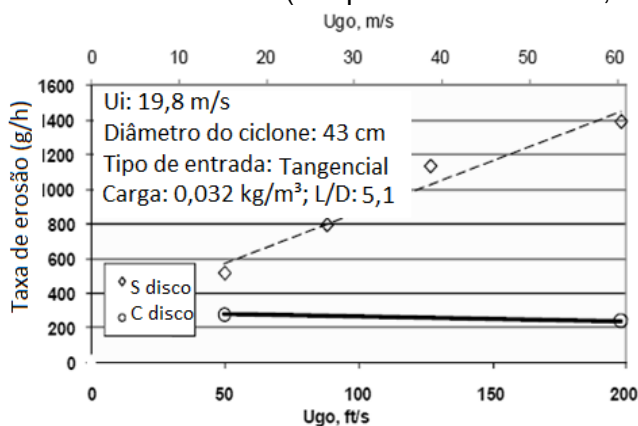


Figura 2.35. Efeito da velocidade de saída no ciclone com $L/D = 5,1$, com e sem estabilizador de vórtice (Adaptado de Karri et al., 2011).

Para os dois ciclones analisados, a queda na taxa de erosão é bem significativa com a adaptação do estabilizador de vórtice, e a diferença na taxa de erosão com e sem o estabilizador tem um aumento considerável com o aumento da velocidade na saída. No ciclone com $L/D = 3,1$, a taxa de erosão com o estabilizador diminui com o aumento da velocidade na saída. No ciclone com $L/D = 5,1$, a taxa de erosão com o estabilizador permanece praticamente constante com o aumento da velocidade na saída. Em ambos os ciclones, sem o estabilizador de vórtices, a taxa de erosão aumenta com o aumento da velocidade na saída.

Sedrez (2015) realizou experimentos e simulações numéricas com o intuito de estudar a erosão em ciclones separadores de partículas. Os experimentos foram realizados em ciclones de gesso, devido à maior facilidade em quantificar o desgaste erosivo e à velocidade do processo neste tipo de material. Foram utilizadas partículas de catalisador com diâmetro médio de 75 μm . As simulações numéricas foram realizadas utilizando o software Fluent, com a abordagem Euler-Lagrange. O campo Euleriano foi resolvido utilizando as equações médias de Navier-Stokes, com o modelo de turbulência RSM (Reynolds Stress Model). O movimento da fase particulada foi resolvido com a segunda lei de Newton aplicada em partículas discretas. O acoplamento de duas vias foi utilizado para resolver a interação entre o fluido e as partículas, onde as partículas e o fluido trocam quantidade de movimento, porém as partículas não colidem entre si. A autora avaliou a erosão variando a velocidade de entrada e a taxa mássica de partículas, e também verificou a influência de um estabilizador de vórtice no desgaste erosivo. A erosão foi quantificada pela quantidade de massa perdida por tempo de experimento, tendo como resposta a taxa de erosão. As velocidades de entrada foram de 35 m/s, 30 m/s e 25 m/s, e as taxas mássicas utilizadas foram de 15,7 g/s; 11,8 g/s e 6,8 g/s. Foram utilizados três grupos de ciclones: o primeiro sem reforço estrutural e sem estabilizador de vórtice, o segundo com estabilizador de vórtice e o terceiro com reforço estrutural na parte superior do cilindro. As Figs. 2.36(a), 2.36(b) e 2.36(c) mostram os gráficos da taxa de erosão em função da velocidade, para os três grupos de ciclones utilizados.

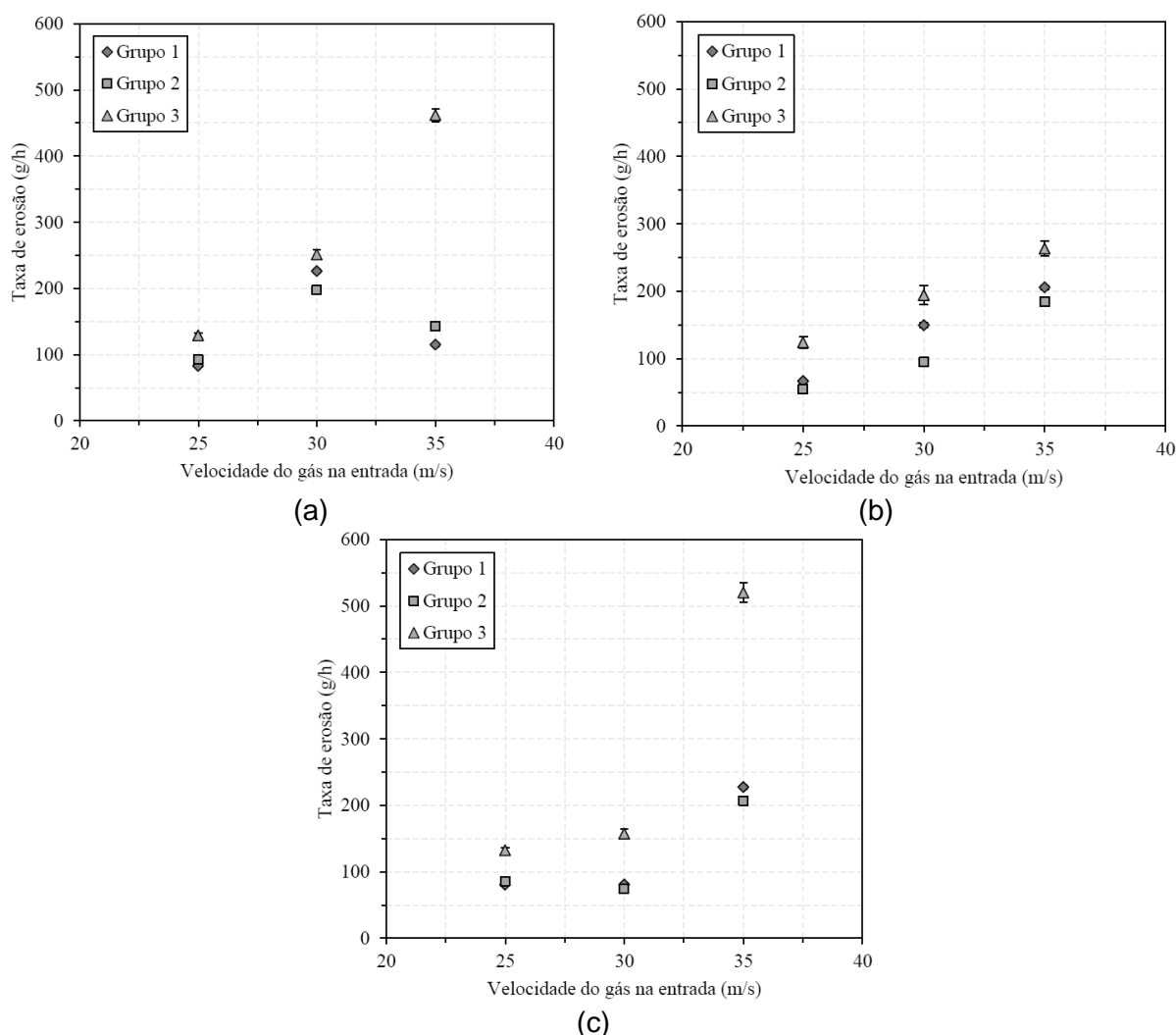


Figura 2.36. Taxas de erosão para taxas mássicas de 6,8 g/s (a), 11,8 g/s (b) e 15,7 g/s (c), obtidas experimentalmente (Sedrez, 2015).

Nos ciclones do grupo 1 (sem estabilizador de vórtice e reforço estrutural), a taxa de erosão diminui com o aumento da carga mássica (massa das partículas por massa de fluido) para as velocidades de 25 m/s e 30 m/s, e aumenta para velocidade de 35 m/s. O mesmo efeito ocorre com os ciclones do grupo 2 (com estabilizador de vórtice e sem reforço estrutural). Nos ciclones do grupo 3 (sem estabilizador de vórtice e com reforço estrutural), o aumento da carga mássica não altera muito a taxa de erosão, entretanto o aumento da velocidade aumenta consideravelmente a taxa de erosão. A autora também observou que a erosão na região da entrada e no cilindro do ciclone é predominante em relação às outras regiões.

A predição numérica da taxa erosão foi obtida utilizando o modelo de erosão disponível no software Fluent, denominado modelo geral, e o modelo proposto por Oka et al. (2005). As figuras abaixo mostram as taxas de erosão obtidas com as simulações numéricas.

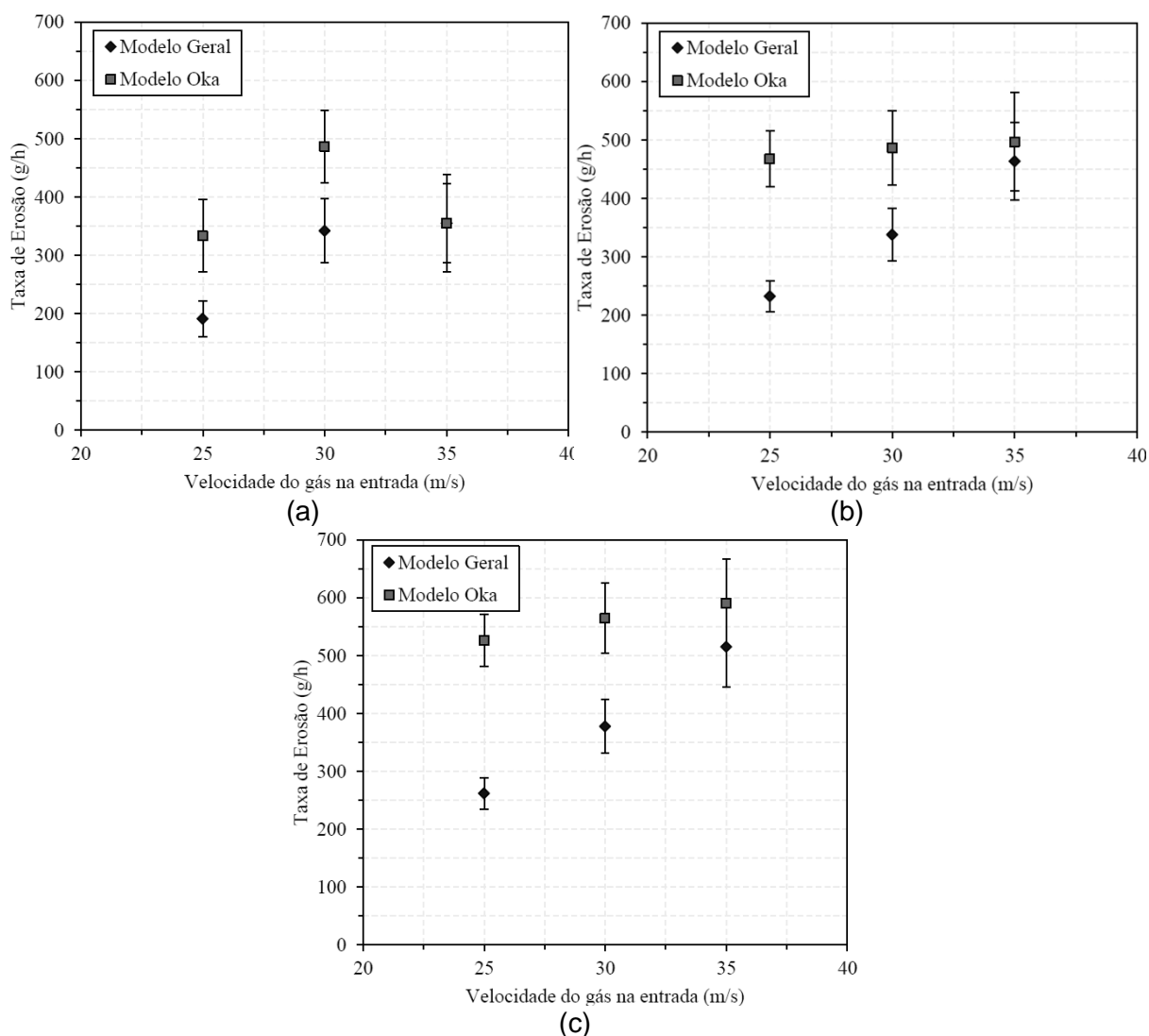


Figura 2.37. Taxas de erosão para taxas mássicas de 6,8 g/s (a), 11,8 g/s (b) e 15,7 g/s (c), obtidas por meio de simulações numéricas (Sedrez, 2015).

Como no modelo geral, o aumento da carga mássica aumenta levemente a taxa de erosão, e o aumento da velocidade incorre em um aumento significativo na taxa de erosão. Com o modelo de Oka, o aumento da carga mássica também aumenta a taxa de erosão, entretanto o aumento da velocidade não eleva a taxa de erosão para os casos com taxa mássica de 6,8 g/s e 11,8 g/s. Os erros relativos das simulações em relação aos experimentos foram maiores com o modelo de erosão de Oka et al.

CAPÍTULO III

MODELAGEM

Como informado no capítulo um, os objetivos desta tese consistem em simular a erosão em um separador ciclônico e analisar a influência de alguns modelos físicos. Para tal, é utilizado o código computacional UNSCYFL3D, desenvolvido no MFlab. Neste código, a abordagem euleriana-lagrangeana é utilizada para solucionar o escoamento com particulados. As equações médias ou filtradas de Navier-Stokes, em malhas não estruturadas, são utilizadas na solução da fase euleriana, e o movimentos das partículas lagrangeanas são calculados com base na segunda lei de Newton. A interação entre as fases pode ocorrer de três formas diferentes: com uma, duas e quatro vias. No acoplamento de uma via, o movimento das partículas é influenciado pelo escoamento, porém o escoamento não é alterado pela presença das partículas. No acoplamento de duas vias ocorre a troca de quantidade de movimento entre as partículas e o fluido. O acoplamento quatro vias têm as mesmas características do acoplamento duas vias, porém as partículas interagem entre si através de colisões. A seguir são apresentados os modelos físicos e matemáticos utilizados, e a parte da modelagem numérica.

3.1. Modelagem matemática

3.1.1. Fase euleriana

Para resolver numericamente o escoamento em ciclones, recomenda-se a utilização de três diferentes modelagens: simulação numérica direta (DNS – *Direct Numerical Simulation*), simulação das grandes escalas (LES – *Large Eddy Simulation*) ou o modelo das tensões de Reynolds (RSM – *Reynolds Stress Model*), pois o escoamento é anisotrópico e estas modelagens são as únicas capazes de modelar ou resolver tal tipo.

Com a simulação numérica direta, resolve-se todas as escalas e interações entre as estruturas turbilhonares do escoamento. Entretanto, o custo computacional é muito elevado e aumenta com, aproximadamente, o cubo do número de Reynolds, tornando a modelagem impraticável para escoamentos a altos números de Reynolds, como é o caso dos escoamentos em ciclones. Neste contexto, as modelagens RSM e LES são as mais adequadas para o caso, pois consideram a anisotropia sem precisar resolver todas as escalas do escoamento.

Nesta tese foram utilizadas as modelagens RSM e LES na solução da fase euleriana. Os resultados obtidos com as modelagens foram comparados e também foi verificada a influência da modelagem euleriana na fase particulada e na erosão.

3.1.1.1. Modelagem das tensões de Reynolds (RSM)

A solução do modelo das tensões de Reynolds parte do processo de média das equações de Navier-Stokes. Neste processo as variáveis instantâneas são decompostas em médias e flutuações.

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad (3.1)$$

$$\phi_i = \bar{\phi}_i + \phi'_i, \quad (3.2)$$

onde \bar{u}_i e u'_i são, respectivamente, a média e a flutuação das componentes da velocidade, e ϕ_i representa a pressão ou qualquer outro escalar transportado.

Substituindo as componentes de médias e flutuações nas variáveis instantâneas das equações de Navier-Stokes, têm-se as equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds para regime transiente (URANS – *Unsteady Reynolds Navier-Stokes Equation*), onde o comportamento médio do escoamento é resolvido e as flutuações do escoamento são modeladas.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] + S_{\bar{u}_i p}. \quad (3.4)$$

Nas equações acima, $S_{\bar{u}_i p}$ é termo fonte devido à interação com a fase dispersa e o termo $\overline{u'_i u'_j}$ representa o tensor de Reynolds.

$$\overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \overline{u' u'} & \overline{u' v'} & \overline{u' w'} \\ \overline{v' u'} & \overline{v' v'} & \overline{v' w'} \\ \overline{w' u'} & \overline{w' v'} & \overline{w' w'} \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

Devido à simetria, o tensor de Reynolds possui seis termos diferentes. A solução de cada termo é realizada através de uma equação diferencial de transporte. A solução é mostrada na Eq. (3.6) (Launder et al., 1975).

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\overline{\rho u'_i u'_j})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho u_k u'_i u'_j}) = & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p (\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \right] - \rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + \overline{p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} - 2\mu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial k} \right). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Cada termo da equação acima representa um processo físico de transporte. Da esquerda para direita têm-se: o derivativo temporal, advecção, difusão turbulenta, difusão molecular, produção, tensão-pressão e dissipação turbulenta.

Alguns termos das equações das tensões de Reynolds precisam ser modelados, pois a solução é muito complexa. A modelagem da difusão turbulenta, que é um momento de terceira ordem, produz um momento de quarta ordem. A modelagem de um momento de quarta ordem produz um momento de quinta ordem, e assim por diante. Neste contexto, o termo do transporte difusivo turbulento pode ser modelado da seguinte forma (Lien e Leschziner, 1994):

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p (\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)} \right] = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \right], \quad (3.7)$$

onde μ_t é a viscosidade turbulenta e $\sigma_k = 0,82$.

O termo tensão-pressão é responsável por equilibrar a energia turbulenta entre todos os termos do tensor de Reynolds, e pode ser modelado da seguinte forma (Gibson e Launder, 1978; Launder et al., 1975 e Fu et al., 1987):

$$\overline{p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w}, \quad (3.8)$$

onde $\phi_{ij,1}$ é o termo de retorno à isotropia, $\phi_{ij,2}$ é o termo rápido e $\phi_{ij,w}$ é o termo de reflexão de parede

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right], \quad (3.9)$$

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left[(P_{ij} - A_{ij}) - \frac{2}{6} \delta_{ij} P_{ij} \right], \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} = & C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_k u'_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d} \\ & + C'_2 \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

onde ε é a dissipação turbulenta, k a energia cinética turbulenta, δ é o delta de Kronecker, P_{ij} e A_{ij} são os termos produtivo e advectivo da Eq. (3.6), n_k é o componente unitário da direção x_k normal à parede e d é a distância até a parede.

Os valores das constantes são: $C_1 = 1,8$, $C_2 = 0,6$, $C'_1 = 0,5$, $C'_2 = 0,3$, $C_l = C_\mu^{3/4} / \kappa$, com $C_\mu = 0,09$ e $\kappa = 0,4187$ (constante de Von Kármán).

A energia cinética turbulenta, k , e a taxa de dissipação, ε , são modeladas pelas seguintes equações de transporte:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} P_{ii} - \rho \varepsilon, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \frac{C_{\varepsilon 1} \varepsilon P_{ii}}{2k} - \frac{C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon^2}{k}, \quad (3.13)$$

onde $\sigma_k = 0,82$, $\sigma_\varepsilon = 1,0$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$ e $C_{\varepsilon 2} = 1,92$.

A viscosidade turbulenta é calculada da seguinte forma:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3.14)$$

Substituindo os modelos propostos na Eq. (3.6), têm-se a equação para os seis termos do tensor de Reynolds:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \overline{u'_i u'_j})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = & -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \right] \\ & -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + (\phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w}) - \varepsilon \end{aligned} \quad (3.15)$$

3.1.1.2. Simulação das grandes escalas (LES)

Na simulação de grandes escalas (LES), as grandes estruturas tridimensionais transientes da turbulência são calculadas, enquanto que as interações das pequenas escalas, denominadas escalas sub-malha, são modelados. Para tal, as equações de Navier-Stokes passam por um processo de filtragem, onde as variáveis instantâneas são decompostas em uma componente filtrada (ou resolvida), $\bar{f}(\vec{x}, t)$, e uma componente flutuante em relação à parte filtrada (ou sub-malha), $f'(\vec{x}, t)$:

$$f(\vec{x}, t) = \bar{f}(\vec{x}, t) + f'(\vec{x}, t). \quad (3.16)$$

Aplicando a Eq. (3.16) nas equações de Navier-Stokes, têm-se as equações filtradas de Navier-Stokes para escoamento incompressível em fluidos newtonianos:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u'_i u'_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_{\bar{u}_i p}. \quad (3.18)$$

Essas equações filtradas contêm o tensor residual, $\overline{u'_i u'_j}$, que tem sua origem nos movimentos sub-malha. O fechamento é obtido através da modelagem do tensor sub-malha com um modelo de viscosidade turbulenta ou com modelos algébricos. Como no presente trabalho foi utilizado o modelo de Smagorinsky, o fechamento da Eq. (3.18) foi realizado considerando a hipótese de Boussinesq, surgindo assim a viscosidade turbulenta.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_{\bar{u}_i p}. \quad (3.19)$$

O modelo proposto por Smagorinsky (1963) faz uso da hipótese do equilíbrio local, ou seja, nele assume-se que a produção das tensões turbulentas sub-malha seja igual à dissipação (Germano et al., 1991).

$$\phi = 2\nu_t S_{ij} S_{ij}, \quad (3.20)$$

$$\varepsilon = -c_1 \frac{\overline{u_i' u_j'}^{\frac{3}{2}}}{l}. \quad (3.21)$$

Considera-se que o coeficiente de proporcionalidade ν_t (viscosidade turbulenta), por analogia à hipótese do comprimento de mistura seja modelado como:

$$\nu_t = (Cs\Delta)^2 \bar{S}, \quad (3.22)$$

onde:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \bar{S} = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad (3.23)$$

sendo Δ o comprimento característico do filtro e Cs um parâmetro a ser determinado ou ajustado. Este parâmetro foi determinado analiticamente, para turbulência homogênea e isotrópica, por Lilly (1992), como sendo:

$$Cs = 0,18. \quad (3.24)$$

Embora esta constante tenha sido determinada analiticamente, posteriormente foi comprovado que a mesma deve assumir outros valores ajustados, de acordo com o tipo de escoamento, com o número de Reynolds, com a resolução da malha e vários outros parâmetros adimensionais (Germano et al., 1990; Ferziger e Peric, 2002). Nos casos simulados na presente tese, a constante utilizada foi $Cs = 0,1$

Outra dificuldade associada à utilização deste modelo reside no fato que a viscosidade turbulenta próxima às paredes não diminui conforme o observado fisicamente, sendo comum a utilização de funções, como a de Van Driest (Eq. 3.25), para redução da viscosidade nestas regiões (Ferziger e Peric, 2002):

$$Cs = Cs_0 \left(1 - e^{-n^+/A^+} \right)^2, \quad (3.25)$$

$$n^+ = \frac{\rho u_\tau y_p}{\nu}, \quad (3.26)$$

$$A^+ = 25, \quad (3.27)$$

Onde u_τ é a velocidade de cisalhamento e y_p é a distância do centroide do volume de controle, que compõem a malha, até a parede mais próxima.

3.1.2. Fase lagrangeana

A fase lagrangeana é formada por partículas discretas cujo movimento obedece a segunda lei de Newton. As equações de trajetória, movimento linear e movimento angular para uma partícula rígida e esférica podem ser escritas, respectivamente, como:

$$\frac{dx_{pi}}{dt} = u_{pi}, \quad (3.28)$$

$$m_p \frac{du_{pi}}{dt} = m_p \frac{3\rho C_D}{4\rho_p d_p} (u_i - u_{pi}) + F_{s_i} + F_{r_i} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) m_p g_i, \quad (3.29)$$

$$I_p \frac{d\omega_{pi}}{dt} = T_i. \quad (3.30)$$

Nas equações acima x_{pi} , u_{pi} e ω_{pi} são, respectivamente, a posição, velocidade linear e velocidade angular da partícula, m_p , ρ_p e d_p são, respectivamente, a massa, densidade e diâmetro da partícula, ρ_p é a massa específica do fluido e g_i é a aceleração gravitacional. O movimento angular está associado à força de sustentação devido a rotação. Para modelagem RSM, u_i é a soma da componente da velocidade média do fluido (interpolada) com a componente da flutuação calculada com base no modelo de dispersão de Langevin. Para modelagem LES, u_i é somente a componente da velocidade filtrada. T_i é o torque sobre a partícula e I_p é o momento de inércia de uma esfera.

$$I_p = 0,1 m_p d_p^2. \quad (3.31)$$

A correlação utilizada para coeficiente de arrasto, C_D , foi a proposta por Schiller e Naumann (1935):

$$C_D = 24 \text{Re}_p^{-1} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) \text{ se } \text{Re}_p < 1000, \quad (3.32)$$

$$C_D = 0,44 \text{ se } \text{Re}_p > 1000, \quad (3.33)$$

Re_p é o número de Reynolds da partícula.

$$\text{Re}_p = \frac{d_p |\vec{u} - \vec{u}_p|}{\nu}. \quad (3.34)$$

A sustentação devida ao cisalhamento, \vec{F}_s , é calculada com base na equação analítica de Saffman (1965), estendida para partículas a alto número de Reynolds de acordo com Mei (1992).

$$\vec{F}_s = 1,615 d_p \mu \text{Re}_s^{1/2} C_{ls} \left[|\vec{u} - \vec{u}_p| x \vec{\omega} \right], \quad (3.35)$$

onde $\vec{\omega}$ é a vorticidade, $\text{Re}_s = d_p^2 |\vec{\omega}| / \nu$ é o número de Reynolds da partícula no escoamento cisalhante e C_{ls} é a razão entre a força de sustentação e a força de Saffman.

$$C_{ls} = (1 - 0,3314 \beta^{0.5}) e^{-0,1 \text{Re}_p} + 0,3314 \beta^{0.5} \quad \text{se } \text{Re}_p < 40, \quad (3.36)$$

$$C_{ls} = 0,0524 (\beta \text{Re}_p)^{0.5} \quad \text{se } \text{Re}_p > 40. \quad (3.37)$$

Onde

$$\beta = 0,5 \frac{\text{Re}_s}{\text{Re}_p} \quad (0,005 < \beta < 0,1). \quad (3.38)$$

O cálculo da sustentação devido à rotação da partícula, \vec{F}_r , é baseado na relação de Rubinow e Keller (1961), que foi estendida para contabilizar o movimento relativo entre a partícula e o fluido.

$$\vec{F}_r = \frac{\pi}{8} \rho d_p^3 \frac{\text{Re}_p}{\text{Re}_r} C_{lr} \frac{[\vec{\Omega} \times (\vec{u} - \vec{u}_p)]}{|\vec{\Omega}|}, \quad (3.39)$$

onde $\vec{\Omega} = 0,5 \vec{\nabla} \times \vec{u} - \vec{\omega}_p$ e $\text{Re}_r = d_p^2 |\vec{\Omega}| / \nu$. O coeficiente de sustentação é obtido através da correlação proposta por Lun e Liu (1997).

$$C_{lr} = \frac{\text{Re}_r}{\text{Re}_p} \quad \text{se } \text{Re}_p < 1, \quad (3.40)$$

$$C_{lr} = \frac{\text{Re}_r}{\text{Re}_p} \left(0,178 + 0,822 \text{Re}_p^{-0,522} \right) \quad \text{se } \text{Re}_p > 1. \quad (3.41)$$

A rotação da partícula ocorre devido ao torque, \vec{T} , que o fluido gera sobre a mesma. Este torque é calculado com base na correlação de Rubinow e Keller (1961), que foi estendida para contabilizar o movimento relativo entre a partícula e o fluido a altos números de Reynolds:

$$\vec{T} = C_r \frac{\rho d_p^5}{64} |\vec{\Omega}| \vec{\Omega}. \quad (3.42)$$

A correlação do coeficiente de rotação, C_r , foi obtida por Dennis et al. (1981) via Simulação Numérica Direta:

$$C_r = \frac{64\pi}{\text{Re}_r} \quad \text{se } \text{Re}_r < 32, \quad (3.43)$$

$$C_r = \frac{12,9}{\sqrt{\text{Re}_r}} + \frac{128,4}{\text{Re}_r} \quad \text{se } \text{Re}_r > 32, \quad (3.44)$$

As forças de Basset e massa virtual foram desprezadas, pois não são importantes para razões de densidades entre o sólido e o gás superiores a 1000 vezes (Crowe et al., 1998 e Crowe, 2006).

Quando a partícula colide com uma parede estacionária, parte da energia cinética da partícula é transferida, ocasionando a variação das velocidades linear e angular. As velocidades após o impacto podem ser calculadas seguindo as seguintes equações (Breuer et al., 2012):

Colisão sem deslizamento,

$$\vec{u}_p^+ = \vec{u}_p^- - (1 + e_{par}) \frac{2}{7} \vec{u}_{pr}^- - (1 + e) (\vec{u}_p^- \cdot \vec{n}) \vec{n}, \quad (3.45)$$

$$\vec{\omega}_p^+ = \vec{\omega}_p^- - \frac{10(1 + e_{par})}{7 d_p} \vec{n} \times \vec{u}_{pr}^-. \quad (3.46)$$

Colisão com deslizamento,

$$\vec{u}_p^+ = \vec{u}_p^- - (1 + e_{per}) (\vec{u}_p^- \cdot \vec{n}) \left[\mu_d \frac{\vec{u}_p^-}{|\vec{u}_p^-|} + \vec{n} \right], \quad (3.47)$$

$$\vec{\omega}_p^+ = \vec{\omega}_p^- - \frac{5}{d_p} (1 + e_{par}) (\vec{u}_p^- \cdot \vec{n}) \frac{\mu_d}{|\vec{u}_p^-|} \vec{n} \times \vec{u}_{pr}^- . \quad (3.48)$$

Nas equações acima, os sobrescritos – e + denotam os valores de antes e depois da colisão, respectivamente; e_{par} é o coeficiente de restituição paralelo; e_{per} é o coeficiente de restituição normal; μ_d é o coeficiente de atrito dinâmico; \vec{n} é o vetor normal unitário com sentido para fora da face do elemento que sofreu impacto; \vec{u}_{pr} é a velocidade relativa no ponto de contato, e pode ser definida da seguinte forma:

$$\vec{u}_{pr} = \vec{u}_p - (\vec{u}_p \cdot \vec{n}) \vec{n} + \frac{d_p}{2} \vec{\omega}_p \times \vec{n} . \quad (3.49)$$

Inúmeros estudos experimentais tem mostrado que a rugosidade na parede é fundamental no comportamento das partículas, e consequentemente na erosão. Diante desta observação, é importante modelar o efeito da rugosidade da parede no movimento das partículas. Como demonstrado por Laín e Sommerfeld (2002) e Benson et al. (2005), a rugosidade na parede é essencial para dispersão das partículas em um sistema de transporte pneumático. Com o intuito de contabilizar tal efeito, o modelo proposto por Sommerfeld and Huber (1999) foi implementado no código UNSCYFL3D. Neste, a rugosidade na parede é simulada por uma modificação no ângulo de impacto da partícula com a parede. O ângulo de impacto efetivo, α , passa a ser a soma do ângulo de impacto geométrico, $\alpha_{geométrico}$, com uma contribuição estocástica devido à rugosidade na parede, expresso por:

$$\alpha = \alpha_{geométrico} + \xi \cdot \Delta\gamma . \quad (3.50)$$

Esta contribuição estocástica é baseada em uma distribuição Gaussiana com desvio padrão $\Delta\gamma$, o qual depende da rugosidade na parede e do tamanho da partícula. Embora este valor esteja diretamente relacionado com os parâmetros de amplitude da rugosidade e do tamanho da partícula, a grande dificuldade é que seu valor precisa ser calibrado de acordo com resultados experimentais.

Os coeficientes de restituição que alimentam as Eqs. (3.45), (3.46), (3.47) e (3.48) são responsáveis por quantificar a energia transferida durante o impacto da partícula com a parede. Parte da energia cinética da partícula é transferida, fazendo com que a velocidade antes do impacto seja menor do que a velocidade após o impacto com a parede. Foram utilizadas quatro diferentes correlações empíricas para os coeficientes de restituição, todas

dependentes do ângulo de impacto, α , e específicas para determinados pares de materiais. A demonstração dos experimentos dos modelos não será apresentada, pois não faz parte do escopo deste trabalho.

Forder et al. (1988) propuseram um modelo para partículas de areia e paredes de aço AISI 4130, onde as componentes perpendicular e paralela da restituição são as seguintes:

$$e_{per} = 0,988 - 0,78\alpha + 0,19\alpha^2 - 0,024\alpha^3 + 0,0027\alpha^4, \quad (3.51)$$

$$e_{par} = 1 - 0,78\alpha + 0,84\alpha^2 - 0,21\alpha^3 + 0,028\alpha^4 - 0,022\alpha^5. \quad (3.52)$$

Grant e Tabakoff (1975) propuseram um modelo para partículas de areia e paredes de alumínio.

$$e_{per} = 0,993 - 1,76\alpha + 1,56\alpha^2 - 0,49\alpha^3, \quad (3.53)$$

$$e_{par} = 0,998 - 1,66\alpha + 2,11\alpha^2 - 0,67\alpha^3. \quad (3.54)$$

Sommerfeld e Huber (1999) propuseram uma correlação para partículas de vidro e paredes de aço inoxidável, com apenas a definição do coeficiente de restituição perpendicular ou normal à superfície, enquanto que o coeficiente tangencial ou paralelo foi especificado como próximo de 1, o que é aceitável para o choque tangencial, visto que o choque normal é o que mais influencia na reflexão das partículas. A correlação para o coeficiente de restituição é:

$$e_{per} = \max(0,7, 1 - 0,013\alpha). \quad (3.55)$$

Jun e Tabakoff (1994) propuseram um modelo para partículas de areia e parede de aço.

$$e_{per} = 1,0 - 0,4159\alpha + 0,4994\alpha^2 - 0,292\alpha^3, \quad (3.56)$$

$$e_{par} = 1,0 - 2,12\alpha + 3,0775\alpha^2 - 1,1\alpha^3. \quad (3.57)$$

Os efeitos do atrito também são importantes para a interação entre a partícula e a parede. Dependendo dos coeficientes estático e dinâmico, as partículas podem perder energia e velocidade, afetando diretamente a erosão. No UNSCYFL3D, o coeficiente padrão utilizado é $\mu_d = 0,5$, podendo ser alterado para o modelo empírico proposto por Sommerfeld e Huber (1999), descrito abaixo:

$$\mu_d = \max(0,5 - 0,175\alpha, 0,15). \quad (3.58)$$

É importante citar que os coeficientes estático e dinâmico foram considerados iguais nas simulações. Nenhuma diferença considerável foi observada quando o coeficiente dinâmico foi considerado inferior ao estático.

Vários testes foram realizados com os modelos de erosão mostrados no capítulo 2 (Pereira et. al, 2014). Dentre os modelos analisados, o modelo proposto por Oka e Yoshida (2005) forneceu os resultados mais consistentes, em função principalmente de que seus parâmetros dependem de propriedades mensuráveis do par de materiais envolvidos. Neste contexto, o modelo de erosão de Oka e Yoshida (2005) foi utilizado em todos os casos simulados neste trabalho.

3.1.3. Acoplamento de duas vias

A expressão para o termo fonte das equações de quantidade de movimento, Eqs. (3.4) e (3.18), devido à presença das partículas no fluido é obtida através do conceito de Particle-Source-in-Cell (PSI Cell). Dessa forma, o fluxo de quantidade de movimento é avaliado através de uma média de todas as partículas computacionais que atravessam uma determinada célula computacional durante a simulação lagrangeana. Ao invés de somar todas as forças dinâmicas que atuam nas partículas, a quantidade de movimento trocada é avaliada através da variação temporal de velocidade das partículas quando estas atravessam a célula. Neste procedimento, as forças externas devem ser subtraídas resultando na seguinte expressão para a fonte de quantidade de movimento:

$$S_{\bar{u}_i p} = \frac{-1}{V_{cv}} \sum_k m_k N_k \times \frac{1}{\Delta t} \sum_n \left\{ \left([u_{pi}]_k^{(n+1)} - [u_{pi}]_k^n \right) - g_i \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) \Delta t_L \right\}, \quad (3.59)$$

onde o somatório em n está relacionado à trajetória da partícula ao longo de n subpassos de tempo, e o somatório em k está relacionado ao número de partículas computacionais que passam pelo volume de controle considerado com volume V_{cv} . A massa de cada partícula individual é m_k e N_k é o número real de partículas reais que uma partícula computacional representa. Δt_L é o passo de tempo Lagrangeano, o qual é usado na solução das equações de movimento da partícula, Eqs. (3.28) a (3.30).

A solução do acoplamento de duas vias ocorre da seguinte forma: para cada passo de tempo do fluido, a fase euleriana é solucionada até atingir um critério de convergência desejado. Subsequentemente, o movimento das partículas no mesmo passo de tempo é

calculado de acordo com as forças conservativas e as forças exercidas pelo fluido. Subpassos de tempo podem e são frequentemente utilizados para as partículas, em função dos tempos característicos serem diferentes dos do fluido. Conhecendo-se a variação temporal de velocidade das partículas, calcula-se então o termo-fonte $S_{\vec{u}_i,p}$, a ser somado às equações de quantidade de movimento no próximo passo de tempo. Avança-se então para o próximo passo de tempo, e o procedimento para a solução da fase contínua e da dispersa é repetido. O processo continua com a solução concomitante do fluido e das partículas até que uma solução estatisticamente estabelecida seja obtida para ambas as fases.

3.1.4. Acoplamento de quatro vias

O acoplamento de quatro vias contempla, além da troca de quantidade de movimento entre partículas e fluido, as colisões entre as partículas. Tais colisões são fundamentais na predição da erosão, pois alteram consideravelmente a dinâmica das partículas no escoamento e contabilizam o efeito “escudo” criado pelas partículas que estão em contato com a parede. Os efeitos das colisões entre partículas são relevantes em casos com altas concentrações de partículas localmente. Assim, mesmo em casos com baixa carga mássica na entrada do equipamento, a abordagem de quatro vias pode ser necessária para a predição precisa do movimento da fase dispersa. No caso dos separadores ciclônicos, por exemplo, o acoplamento quatro vias é fundamental, pois as partículas se acumulam nas regiões próximas às paredes, devido à física do escoamento, aumentando consideravelmente sua concentração em tais regiões.

Para contabilizar as colisões entre partículas, foi utilizado o modelo estocástico proposto por Sommerfeld (2001). Este modelo baseia-se na criação de partículas fictícias, e a probabilidade de colisão é calculada de acordo com a teoria cinética dos gases.

Para cada passo de tempo do cálculo da trajetória de uma determinada partícula, uma partícula fictícia é criada. O tamanho e a velocidade desta partícula fictícia são calculados com base em funções randômicas de acordo com as amostras locais. Como as simulações foram realizadas com partículas de um só diâmetro, o tamanho das partículas fictícias é o mesmo das partículas reais.

As componentes da velocidade das partículas fictícias são compostas das componentes da velocidade média local no volume de controle bem como das componentes da flutuação de velocidade amostradas a partir de distribuições Gaussianas com valores locais do desvio-padrão das componentes da velocidade. A correlação para as componentes da flutuação de velocidade da partícula fictícia, $u'_{fict,i}$, é dada por:

$$u'_{fict,i} = R(St)u'_{real,i} + \sigma_{p,i} \sqrt{1 - R(St)^2} \xi, \quad (3.60)$$

onde $u'_{real,i}$ é a componente da flutuação de velocidade da partícula real, $\sigma_{p,i}$ é o valor do RMS local da componente de velocidade da partícula e ξ é um valor randômico de uma Gaussiana com média zero e desvio-padrão um.

$$R(St) = \exp(-0,55 \times St^{0,4}). \quad (3.61)$$

St é o número de Stokes, que relaciona o tempo característico da partícula com o tempo característico do fluido. Aproximando para o escoamento de Stokes, tem-se:

$$St = \frac{\varepsilon \rho_d d_d^2}{5,4 \mu k}, \quad (3.62)$$

Para as equações filtradas de Navier-Stokes, a Eq. (3.60) é calculada da seguinte forma:

$$u'_{fict,i} = \sigma_{p,i} \xi, \quad (3.63)$$

Após a determinação do diâmetro e da velocidade da partícula fictícia, calcula-se a probabilidade de colisão entre uma partícula real e uma fictícia.

$$P_{col} = \frac{\pi}{4} (d_{p,real} + d_{p,fict})^2 |\vec{u}_{p,real} - \vec{u}_{p,fict}| n_p \Delta t_L, \quad (3.64)$$

onde $d_{p,real}$ e $\vec{u}_{p,real}$ são, respectivamente, o diâmetro e velocidade da partícula real, $d_{p,fict}$ e $\vec{u}_{p,fict}$ são, respectivamente, o diâmetro e velocidade da partícula fictícia, n_p é o número de partículas por unidade de volume no respectivo volume de controle e Δt_L é o passo de tempo da partícula.

A colisão somente vai ocorrer se a probabilidade de colisão, P_{col} , for maior do que um número randômico, RN , que segue uma distribuição uniforme no intervalo [0,1]

$$P_{col} > RN. \quad (3.65)$$

Para facilitar a identificação do ponto de contato entre as partículas, o sistema de coordenadas é transferido para um novo sistema de coordenadas cilíndrico, onde a partícula

fictícia é fixa. No sistema de coordenadas cilíndrico, a partícula real pode colidir em qualquer ponto da superfície da partícula fictícia. A posição do contato entre as partículas é definida por funções randômicas que obedecem a uma distribuição uniforme.

Para definir a velocidade da partícula após o impacto, considera-se a conservação do momento das partículas em conexão com lei de atrito de Coulomb, negligenciando a rotação da partícula. Tem-se então a velocidade normal após o impacto:

$$u'_{p1} = u_{p1} \left(1 - \frac{1+e}{1+m_{p1}/m_{p2}} \right). \quad (3.66)$$

E a velocidade tangencial, para colisão sem deslizamento, é predita por:

$$v'_{p1} = v_{p1} \left(1 - \frac{2/7}{1+m_{p1}/m_{p2}} \right). \quad (3.67)$$

A velocidade tangencial, para colisão com deslizamento:

$$v'_{p1} = v_{p1} \left(1 - \mu_d (1+e) \frac{u_{p1}}{v_{p1}} \frac{1}{1+m_{p1}/m_{p2}} \right). \quad (3.68)$$

Com a seguinte condição para não deslizamento.

$$\frac{u_{p1}}{v_{p1}} < \frac{7}{2} \mu_d (1+e), \quad (3.69)$$

3.2. Modelagem numérica

3.2.1. Fase euleriana

No código UNSCYFL3D, a solução das equações de transporte é baseada no método dos volumes finitos (Ferziger e Peric, 2002). O domínio computacional é dividido em volumes discretos, organizados de forma não estruturada. Todas as variáveis de transporte são armazenadas no centro de cada elemento (arranjo co-localizado), o que garante conservação da massa para volumes de controle de forma arbitrária. As equações de transporte para as

velocidades podem ser representadas genericamente pela Eq. (3.67), sendo ϕ uma variável de transporte qualquer e S_ϕ o termo fonte.

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi. \quad (3.70)$$

Integrando esta equação sobre um volume de controle V , têm-se:

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \phi) dV = \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dV + \int_V S_\phi dV. \quad (3.71)$$

Aplicando o Teorema da divergência de Gauss nos transportes advectivo e difusivo é possível converter as integrais de volume em integrais de superfície, facilitando a solução (Souza, 2011).

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint_A (\rho u_j \phi) d\vec{A} = \oint_A (\Gamma \text{grad} \phi) d\vec{A} + \int_V S_\phi dV. \quad (3.72)$$

Discretizando a equação acima para o elemento L como mostrado na Fig. 3.1, têm-se:

$$\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_L \Delta V_L + \sum_f J_f \phi_f = \sum_f D_f + (S_\phi \Delta V)_L. \quad (3.73)$$

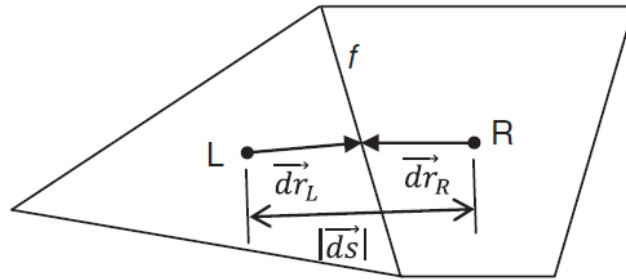


Figura 3.1. Representação esquemática de dois elementos separados por uma face (Souza, 2011).

Onde J_f é a vazão mássica ($\rho_f \vec{V}_f \cdot \vec{A}_f$) através da face f , $D_f = \Gamma_f (\text{grad} \phi)_f \cdot \vec{A}_f$ é o fluxo difusivo através da face f e Γ_f é o coeficiente de difusão nesta face. Os somatórios aplicam-se a todas as faces do elemento L. \vec{A}_f é o vetor normal de área, cujo módulo corresponde à

área da face, que aponta do elemento à esquerda (L) para o elemento à direita (R) da face f . Note-se que, no método de volumes finitos, as propriedades são consideradas constantes dentro do elemento ou célula.

O derivativo temporal da Eq. (3.70) foi discretizado utilizando o método de três níveis no tempo, que é de segunda ordem (Ferziger e Peric, 2002):

$$\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_L = \frac{3(\rho_L \phi_L)^{n+1} - 4(\rho_L \phi_L)^n + (\rho_L \phi_L)^{n-1}}{2\Delta t}. \quad (3.74)$$

As discretizações são implícitas, portanto os demais termos da Eq. (3.70) são avaliados no instante $n+1$ e sistemas algébricos são produzidos.

Foram utilizados dois esquemas de interpolação para o termo advectivo da Eq. (3.70): *upwind* de segunda ordem, para as equações médias de Navier-Stokes, e esquema de diferenças centradas, para as equações filtradas de Navier-Stokes.

Supõe-se que a vazão mássica em cada face seja conhecida. Desta forma, o esquema *upwind* de segunda ordem pode ser calculado da seguinte forma:

$$\phi_f = \begin{cases} \phi_L + (\text{grad} \phi)_{rL} \cdot \overrightarrow{dr_L} & \text{se } J_f > 0 \\ \phi_R + (\text{grad} \phi)_{rR} \cdot \overrightarrow{dr_R} & \text{se } J_f < 0 \end{cases}. \quad (3.75)$$

Na Equação acima, o valor da variável na face é obtida pela extrapolação de segunda ordem a partir do valor no elemento “*upwind*”. O vetor $\overrightarrow{dr_L}$ é direcionado do centro do elemento L até o centro da face f , o vetor $\overrightarrow{dr_R}$ é direcionado do centro do elemento R até o centro da face f . $(\text{grad} \phi)_{rL}$ é o gradiente reconstruído na célula L e $(\text{grad} \phi)_{rR}$ é o gradiente reconstruído na célula R. O gradiente reconstruído pode ser obtido com o auxílio do teorema da divergência de Gauss:

$$(\text{grad} \phi)_r = \frac{1}{\Delta V} \sum_f (\bar{\phi}_f \vec{A}_f), \quad (3.76)$$

onde $\bar{\phi}_f$ é a média aritmética dos valores de ϕ nas células que compartilham a face f :

$$\bar{\phi}_f = \frac{\phi_R + \phi_L}{2}. \quad (3.77)$$

O primeiro termo do lado direito da Eq. (3.72) é sempre tratado implicitamente, ao passo que o segundo termo é tratado como termo fonte, portanto calculado explicitamente.

No esquema de diferenças centradas, o valor da variável na face é dado pela média dos valores nas células adjacentes extrapolados para a face f :

$$\phi_f = 0,5 \left(\phi_L + (\text{grad}\phi)_{rL} \cdot \vec{dr}_L + \phi_R + (\text{grad}\phi)_{rR} \cdot \vec{dr}_R \right). \quad (3.78)$$

O esquema centrado também é de 2ª ordem e não sofre da difusão numérica típica dos esquemas *upwind* de 1ª e 2ª ordens, mas pode apresentar instabilidades caso o número de Reynolds seja alto e a malha não for suficientemente refinada. É recomendado para escoamentos laminares, transicionais e simulação de grandes escalas.

Para a face f entre os volumes de controle L e R, o fluxo difusivo pode ser expresso como:

$$D_f = \Gamma_f \frac{(\phi_R + \phi_L)}{|\vec{ds}|} \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} + \Gamma_f \left[\overline{\text{grad}\phi} \cdot \vec{A}_f - \overline{\text{grad}\phi} \cdot \vec{e}_s \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} \right], \quad (3.79)$$

onde \vec{e}_s é o vetor unitário que une os centróides dos elementos R e L, $\vec{e}_s = \vec{ds}/|\vec{ds}|$. O primeiro termo do lado direito da Eq. (3.76) é tratado implicitamente, e os termos restantes, que representam a difusão secundária, inerente em malhas não estruturadas, são calculados explicitamente. A difusão secundária é nula para malhas hexaédricas ortogonais e tetraédricas equilaterais, pois nestes casos os vetores \vec{A}_f e \vec{e}_s estão alinhados. O gradiente na face $\overline{\text{grad}\phi}$ é a média aritmética dos gradientes nos dois elementos adjacentes.

O tratamento acima é equivalente à aplicação ao esquema de diferenças centradas em malhas estruturadas e tem a vantagem de independender da forma do elemento.

Conforme o apresentado acima, para o cálculo do gradiente na face são necessários os valores dos gradientes nos elementos que compartilham a mesma. O gradiente em cada elemento pode ser calculado utilizando o Teorema da Divergência da Gauss:

$$\text{grad}\phi = \frac{1}{\Delta V} \sum_f (\phi_f \vec{A}_f). \quad (3.80)$$

Neste caso, ϕ_f é o valor da variável ϕ na face f é a média dos valores dos elementos que a compartilham extrapolados para a face a partir dos valores dos centroides e gradientes reconstruídos:

$$\phi_f = \frac{\phi_{f,L} + \phi_{f,R}}{2}. \quad (3.81)$$

Sendo:

$$\phi_{f,L} = \phi_L + (\text{grad}\phi)_{rL} \overrightarrow{dr_L}, \quad (3.82)$$

$$\phi_{f,R} = \phi_r + (\text{grad}\phi)_{rR} \overrightarrow{dr_R}. \quad (3.83)$$

No UNSCYFL3D, as condições de contorno são atribuídas através de elementos “fantasmas”, os quais coincidem com os centroides das faces dos contornos. Para condições de contorno de Dirichlet, em que os valores das variáveis são fixados, a Eq. (3.79) é utilizada para expressar o fluxo difusivo como função dos valores da variável no elemento e na fronteira.

Deve-se ter em mente que o vetor \overrightarrow{ds} neste caso aponta do centróide do elemento para o centróide da face, onde o valor da variável está prescrito, conforme mostrado na Fig. 3.2. O gradiente na face, $\overrightarrow{\text{grad}\phi}$, é extrapolado do elemento interno adjacente – neste caso, o elemento L.

Para condições de contorno de Neumann, os fluxos prescritos são incluídos diretamente nas equações de balanço.

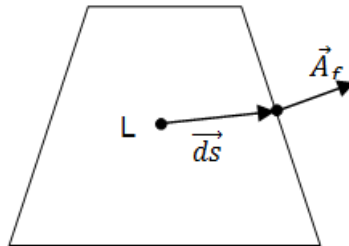


Figura 3.2. Volume de controle de fronteira.

Por exemplo, a expressão para o fluxo difusivo para a face mostrada na Fig. 3.2 é dada por:

$$D_f = \Gamma_f \frac{(\phi_R - \phi_L) \vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{|\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s|} + \Gamma_f \left[\overline{\text{grad} \phi_L} \cdot \vec{A}_f - \overline{\text{grad} \phi_L} \cdot \vec{e}_s \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} \right], \quad (3.84)$$

R é o elemento fantasma, localizado no centróide da face f . Não se resolvem equações de conservação para os elementos-fantasma. O fluxo advectivo é dado pela mesma expressão utilizada para as faces internas: $(\rho_f \vec{V}_f \cdot \vec{A}_f) \phi_R$.

Substituindo as Eqs. (3.72) a (3.83) na forma discreta da equação de conservação, Eq. (3.71), chega-se a um sistema de equações lineares para a variável ϕ no centro de cada elemento do domínio:

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_\phi, \quad (3.85)$$

onde o somatório é realizado sobre todos os vizinhos nb do elemento p . Cada vizinho sempre compartilha uma face com o elemento p . Para uma malha hexaédrica, $nb=6$, por exemplo. O termo-fonte S_p contém todas as fontes volumétricas de ϕ , termos explícitos da discretização do termo transiente, contribuições de segunda ordem do fluxo advectivo e o fluxo difusivo secundário. A discretização de qualquer equação de transporte pode ser expressa na forma da Eq. (3.85).

Para a componente de velocidade na direção x , por exemplo, utilizando o esquema de Euler para o termo-transiente e o esquema *upwind* de primeira ordem, os coeficientes ficam:

$$a_p u_p = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + S_u, \quad (3.86)$$

$$a_{nb} = -\min(J_f, 0) + \frac{\mu_f}{|\vec{A}_f|} \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s}, \quad (3.87)$$

$$a_p = \frac{\rho_p}{\Delta t} \Delta V + \sum_{nb} \left[\max(J_f, 0) + \frac{\mu_f}{|\vec{A}_f|} \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} \right], \quad (3.88)$$

$$S_u = \frac{\rho_p}{\Delta t} u_p^n \Delta V + \sum_{nb} \mu_f \left[\overline{\text{grad} u} \cdot \vec{A}_f - \overline{\text{grad} u} \cdot \vec{e}_s \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} \right] + \sum_{nb} \mu_f \left(\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial x} \right)_f \cdot \vec{A}_f - \sum_f \vec{A}_f \cdot \vec{i} p_f \quad (3.89)$$

o sobrescrito n denota o instante de tempo anterior ao atual. O sobrescrito $n+1$ foi omitido para o valor atual da variável u para simplificar o equacionamento. Na Eq. (3.89), o Teorema

da Divergência de Gauss foi utilizado para converter a integral de volume do gradiente de pressão em uma integral de superfície envolvendo as pressões nas faces do volume. Expressões similares podem ser obtidas para as demais componentes do vetor velocidade.

É importante observar que as equações médias ou filtradas de Navier-Stokes formam, com exceção da modelagem da turbulência, um sistema com quatro equações (continuidade, quantidade de movimento para u , v e w) e quatro incógnitas (u , v , w e p), caracterizando um sistema determinado.

As componentes de velocidade devem ser determinadas pelas respectivas equações de conservação, mas sujeitas à restrição imposta pela continuidade. Não há uma equação explícita para a pressão, o que exige a dedução de uma equação para esta variável para que um método segregado de solução possa ser empregado. O UNSCYFL3D utiliza o método SIMPLE (Semi-Implicit Pressure-Linked Equations, Ferziger e Peric, 2002) para gerar esta equação e garantir que a equação da continuidade também seja satisfeita.

A equação da continuidade discretizada para um volume de controle pode ser escrita como:

$$\sum_f J_f = 0, \quad (3.90)$$

onde J_f é a vazão mássica ($\rho_f \vec{V}_f \cdot \vec{A}_f$) através da face f e o somatório se aplica a todas as faces do volume de controle. Dentro de uma iteração global do SIMPLE, as componentes do vetor velocidade são inicialmente preditas pelas equações de conservação com um campo de pressão que não necessariamente satisfaz a continuidade. Pode-se assim decompor a vazão mássica correta (que satisfaz a continuidade) em uma vazão predita e uma correção para a vazão em cada face:

$$J_f = J_f^* + J_f', \quad (3.91)$$

onde a vazão predita, J_f^* , é calculada como:

$$J_f^* = \rho_f \vec{A}_f \cdot \vec{V}_f^* - \rho_f \frac{(\Delta V_L + \Delta V_R)}{(a_L + a_R)} \left(\frac{p_L^* - p_R^*}{|\vec{ds}|} - \overline{\text{grad } p^*} \cdot \vec{e}_s \right) \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s}. \quad (3.92)$$

Na Equação (3.92), \vec{V}_f^* representa o campo de velocidade que satisfaz as equações de quantidade de movimento, e a_L e a_R são os coeficientes principais (a_p) do sistema linear da quantidade de movimento nos elementos R e L, respectivamente. $\overline{\text{grad } p}$ é o gradiente de pressão na face, calculado por uma média volumétrica entre os gradientes nos elementos L e R.

A velocidade predita na face f é calculada através de uma média ponderada considerando os coeficientes a_L e a_R (Murty e Mathur, 1997):

$$\vec{V}_f^* = \frac{(\vec{V}_L a_L + \vec{V}_R a_R)}{(a_L + a_R)}. \quad (3.93)$$

A Equação (3.92) foi proposta por Rhie e Chow (1983) para evitar o problema de desacoplamento entre pressão e velocidade em malhas co-localizadas, e é amplamente utilizado em algoritmos de solução para escoamentos a baixos números de Mach. A viscosidade turbulenta na face é calculada por médias aritméticas entre os valores dos elementos à direita e à esquerda desta face.

A equação para a correção da vazão na face, J_f' pode ser deduzida subtraindo-se a Eq. (3.92) da Eq. (3.93) escrita para a vazão “correta”, que seria a calculada com o campo de pressão que satisfaz a continuidade:

$$J_f = \rho_f \vec{A}_f \cdot \vec{V}_f - \rho_f \frac{(\Delta V_L + \Delta V_R)}{(a_L + a_R)} \left(\frac{p_L - p_R}{|\vec{ds}|} - \overline{\text{grad } p} \cdot \vec{e}_s \right) \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s}. \quad (3.94)$$

Desta operação resulta:

$$J_f - J_f^* = \rho_f \vec{A}_f \cdot (\vec{V}_f - \vec{V}_f^*) - \rho_f \frac{(\Delta V_L + \Delta V_R)}{(a_L + a_R)} \left[\frac{p_L - p_L^* - p_R + p_R^*}{|\vec{ds}|} - (\overline{\text{grad } p} - \overline{\text{grad } p^*}) \cdot \vec{e}_s \right] \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s}. \quad (3.95)$$

Como neste ponto do algoritmo as velocidades \vec{V}_f e o gradiente de pressão na face $\overline{\text{grad } p}$ “corretos” não são conhecidos, normalmente as diferenças entre estes valores e os preditos são desprezadas. Embora possam afetar a velocidade de convergência do conjunto

de equações, estas simplificações não alteram o resultado final, já que quando a convergência for atingida, não haverá diferença entre os campos preditos e os corretos, ou, equivalentemente, J_f' será nulo. Resta então:

$$J_f' = -\rho_f \frac{(\Delta V_L + \Delta V_R)}{(a_L + a_R)} \left(\frac{p_L' - p_R'}{|ds|} \right) \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s}, \quad (3.96)$$

onde p' é a correção para a pressão, tal que:

$$p = p^* + p'. \quad (3.97)$$

Substituindo a Eq. (3.96) na Eq. (3.91) e depois na Eq. (3.90), chega-se à equação de correção da pressão:

$$a_p^p p_p' = \sum_{nb} a_{nb}^p p_{nb}' + b_p, \quad (3.98)$$

onde:

$$a_{nb}^p = \rho_f \frac{(\Delta V_p + \Delta V_{nb})}{(a_p + a_{nb})} \left(\frac{1}{|ds|} \right) \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s}, \quad (3.99)$$

$$a_p^p = \sum_{nb} a_{nb}^p, \quad (3.100)$$

$$b_p = \sum_f J_f^*, \quad (3.101)$$

o termo b_p é vazão de massa líquida no elemento. Portanto, quando a equação da continuidade for satisfeita, b_p será nulo, e não haverá geração ou destruição de massa no elemento. O subscrito f refere-se à face compartilhada pelo elemento p com o elemento n_b .

O sistema linear dado pela Eq. (3.98) fornecerá então o campo de correção da pressão. A pressão poderia ser determinada pela Eq. (3.97). No entanto, em escoamentos subsônicos, a pressão se propaga muito rapidamente em relação ao fluido, o que exige sub-relaxação desta variável para evitar divergência do cálculo. A pressão no elemento p deve então ser calculada da seguinte forma:

$$p_p = p_p^* + \alpha_p p_p', \quad (3.102)$$

onde α_p é fator de sub-relaxação da pressão, cujo valor tipicamente varia entre 0,3 e 0,5 para cálculos em regime permanente.

O campo de correção de pressão também é utilizado para corrigir as vazões nas faces, através das Eqs. (3.91) (3.96) e as componentes do vetor velocidade nos elementos. As últimas são deduzidas a seguir.

A equação de conservação para cada componente de velocidade com o campo de pressão correto (que satisfaz a continuidade) pode ser escrita em notação tensorial como:

$$a_p u_p^i = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb}^i + S_{ui} - \sum_f A_f p_f, \quad (3.103)$$

onde S_{ui} é o termo-fonte sem a contribuição da pressão. A equação para a mesma componente de velocidade calculada com um campo de pressão “incorreto” ficaria:

$$a_p u_p^{i*} = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb}^{i*} + S_{ui} - \sum_f A_f p_f^*. \quad (3.104)$$

Subtraindo a Eq. (3.104) da Eq. (3.103) e desprezando as diferenças entre as componentes de velocidade corretas e preditas dos elementos vizinhos e entre os termos-fonte, tem-se:

$$u_p^i = u_p^{i*} - \frac{\sum_f (A_f p_f')}{a_p}, \quad (3.105)$$

que é a equação de correção do campo de velocidade nos elementos.

Com base nas deduções acima, o algoritmo SIMPLE pode ser sintetizado da seguinte forma:

1º - iniciam-se os valores das componentes de velocidade e pressão nos elementos, e vazões mássicas nas faces em todo o domínio de cálculo, inclusive os contornos. Estes campos não necessariamente satisfazem as equações de conservação;

2º - resolve-se o sistema linear dado pela Eq. (3.85) para cada componente do vetor velocidade, correspondendo ao passo preditor. UNSCYFL3D utiliza o método de gradiente bi-conjugado para todos os sistemas lineares.

3º - com o campo de velocidade predito, calculam-se as vazões mássicas nas faces de todos os elementos, utilizando as Eqs. (3.92) e (3.93). Resolve-se então o sistema linear para a correção de pressão, Eq.(3.98).

4º - conhecida a correção de pressão, p' , corrigem-se então as vazões mássicas nas faces, Eq. (3.91), a pressão em cada elemento, Eq. (3.102), e as componentes de velocidade em cada elemento, Eq. (3.105);

5º - Avaliam-se os resíduos da Equação (3.100) e das equações de quantidade de movimento após o passo corretor e caso sejam satisfeitas de acordo com a tolerância especificada pelo usuário, declara-se a convergência do conjunto de equações. Devido aos acoplamentos entre as variáveis, uma iteração global do SIMPLE normalmente não é suficiente para garantir que todas as equações sejam satisfeitas simultaneamente. Neste caso, retorna-se ao 2º passo e o processo continua até a convergência de todas as equações.

Os resíduos das equações de conservação da quantidade de movimento são calculados da seguinte forma:

$$\frac{\sum_{p=1}^{nvol} \sum_{nb} a_{nb} u_{nb}^i + S_{ui} - \sum_f A_f p_f - a_p u_p^i}{\sum_{p=1}^{nvol} a_p u_p^i}, \quad (3.106)$$

em que o somatório externo se aplica a todos os elementos do domínio ($nvol$). Note-se que o módulo do vetor velocidade é utilizado para a normalização do resíduo de cada componente de velocidade. O resíduo da continuidade é normalizado com base no maior valor do lado direito da Eq. (3.90) nas primeiras 5 iterações.

Para o caso de problemas transientes, o procedimento descrito acima é realizado para cada passo de tempo. O fluxograma de solução através do SIMPLE é representado na Fig. 3.3.

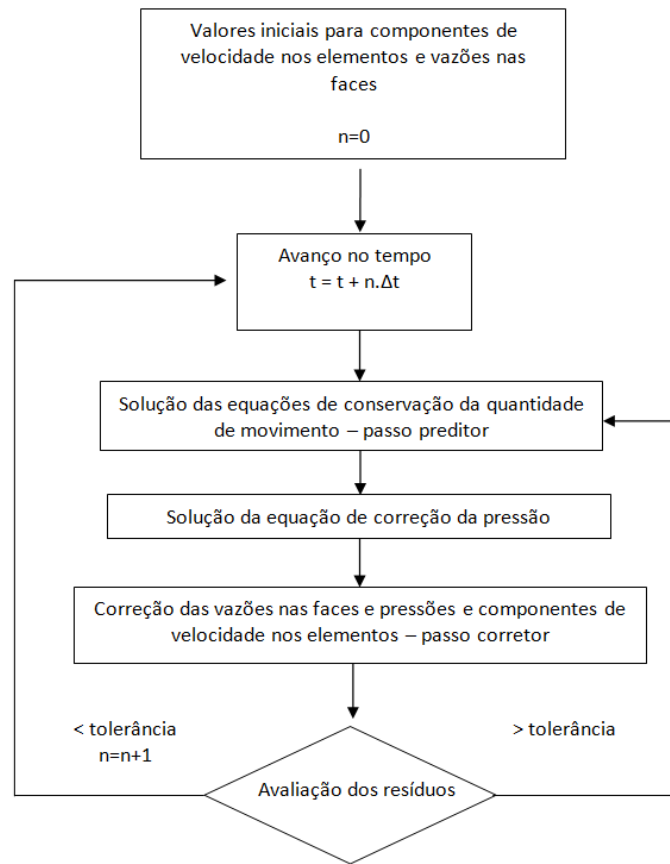


Figura 3.3. Fluxograma do algoritmo SIMPLE, como implementado no UNSCYFL3D. n é o índice de avanço no tempo.

A solução dos sistemas lineares mostrados acima é realizada pelo método do gradiente bi-condicionado (BiCG - *Biconjugate gradient method*). Este solucionador se baseia na minimização da solução seguindo uma direção de busca bem definida, a cada iteração caminham sempre na direção correta.

O Método do gradiente bi-conjugado é composto por duas sequências de vetores ortogonais, uma baseada na matriz de coeficiente A , e outra baseada na matriz transposta de coeficiente A^T .

Assim têm-se dois vetores de resíduos Eq. (3.107), e dois vetores de direção de busca Eq. (3.108).

$$r_i = r_{i-1} + \alpha_i A p_i \quad \tilde{r}_i = \tilde{r}_{i-1} + \alpha_i A^T p_i, \quad (3.107)$$

$$p_i = r_i + \beta_{i-1} p_{i-1} \quad \tilde{p}_i = \tilde{r}_i + \beta_{i-1} \tilde{p}_{i-1}, \quad (3.108)$$

sendo α e β dois escalares de atualização, que permitem estabelecer a relação de bi-ortogonalidade deste método.

$$\alpha_i = \frac{r_{i-1} \tilde{r}_{i-1}}{\tilde{p}_i^T A p_i} \quad \beta_i = \frac{\tilde{r}_i^T r_i}{\tilde{r}_{i-1}^T r_i}. \quad (3.109)$$

A solução de x é dada por:

$$x_i = x_{i-1} + \alpha_i p_i. \quad (3.110)$$

3.2.2. Fase lagrangeana

Após a solução das equações diferenciais parciais referentes à fase contínua, as equações diferenciais ordinárias que governam o movimento da fase discreta (Eqs. 3.28 à 3.30) são resolvidas através de uma integração analítica.

$$u_p^{n+1} = u^n + e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} (u_p^n - u^n) - a \tau_p \left(e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} - 1 \right), \quad (3.111)$$

$$x_p^{n+1} = x_p^n + u^n \Delta t + a \tau_p \Delta t + (u_p^n - u^n - a \tau_p) \tau_p \left(1 - e^{-\frac{(t+\Delta t-t)}{\tau_p}} \right), \quad (3.112)$$

onde

$$\tau_p = \frac{4\rho_p d_p}{3\rho C_D m_p}, \quad (3.113)$$

$$\alpha = F_{s_i} + F_{r_i} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) m_p g_i. \quad (3.114)$$

Para solução das equações diferenciais ordinárias, torna-se necessário conhecer a localização de cada partícula, ou nuvem de partículas, dentro da malha euleriana. Isto ocorre porque para o cálculo da variação da velocidade e da posição das partículas é necessário interpolar as propriedades do fluido para a posição do centro de massa das mesmas. Para rastrear as partículas, foi utilizado algoritmo proposto por Haselbacher et al. (2007). A ideia básica do algoritmo é a seguinte: assuma que a partícula está localizada na célula c_1 e se move em uma dada trajetória. Assuma também que é possível determinar qual face da célula c_1 é intersectada pela trajetória da partícula. Se a célula adjacente à célula c_1 for a célula c_2 , a partícula irá passar da célula c_1 para a célula c_2 . Aplicando várias vezes esta ideia pode se determinar a célula c_n que irá conter a partícula em sua nova posição. Diz-se que uma célula

contém a posição da partícula, r_p , se esta posição satisfaz o chamado “teste dentro da célula”, ou seja, se para cada face da célula:

$$(r_c - r_p) \cdot n \geq 0, \quad (3.115)$$

onde r_c é o centroide da face da célula e n é o vetor unitário normal da face da célula que aponta para fora da célula. A Fig. 3.4 ilustra um problema de localização da partícula: dada a posição da partícula r_p e a célula que contém tal posição e é necessário encontrar a célula que contém a posição final da partícula r_q . A partir das posições dadas pode se calcular tanto a distância, $d = \|r_q - r_p\|$, percorrida pela partícula quanto a sua trajetória, $t = (r_q - r_p)/d$.

Considerando apenas a célula que contém a posição da partícula, r_p . A célula, em um caso bi-dimensional, é definida pelos quatro vértices V_1, V_2, V_3 e V_4 , Fig. 3.5. Os vértices são conectados de tal forma a gerar vetores normais que apontam para fora da célula, n_1, n_2, n_3 e n_4 . E as faces podem ser definidas pela representação paramétrica de uma linha reta.

$$r(\xi) = (1 - \xi)r_1 + \xi r_2, \quad 0 \leq \xi \leq 1. \quad (3.116)$$

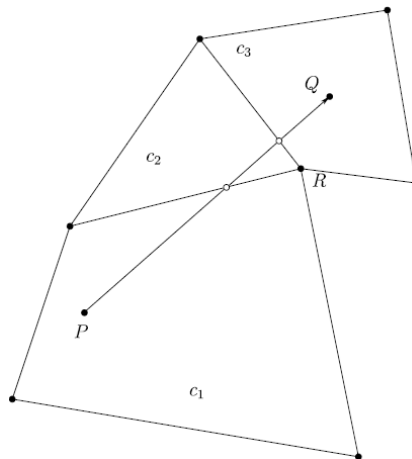


Figura 3.4. Ilustração do problema de localização da partícula. Haselbacher et al. (2007), pg. 2200.

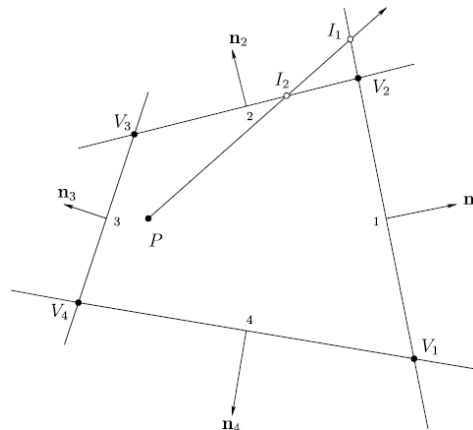


Figura 3.5. Pontos de interseção entre a trajetória de uma partícula e as faces da célula. Haselbacher et al. (2007), pg. 2201.

O algoritmo calcula os pontos de interseção i da trajetória com as faces e para cada ponto de interseção associa-se uma distância de interseção: $\alpha_i = \|r_{i_i} - r_p\|$. As únicas faces para as quais os pontos de interseção devem ser calculados são aquelas para as quais o produto escalar entre o vetor trajetória e a normal é positivo, ou seja: $t \cdot n > 0$. Os pontos de interseção da trajetória com as linhas definidas pelas faces são denotados de I_1 e I_2 respectivamente, na Fig. 3.5. Note que o ponto de interseção I_1 não pertence à face 1. Ou seja, I_1 não satisfaz a representação paramétrica da face 1 dada pela Eq. (3.116) porque $\xi_1 > 1$. Embora possa parecer desta forma, que além de calcular os pontos de interseção da trajetória com as faces, também é necessário checar se estes pontos de interseção realmente pertencem às faces. Isto não é necessário porque só se tem interesse na face com a menor distância de interseção. Isto ocorre porque ao viajar ao longo da trajetória, o plano com a menor distância de interseção será intersectado primeiro. É fácil notar que a menor distância de interseção sempre estará associada com a sua face, desta forma, não é necessário testar se um dado ponto de interseção está associado à sua face. Esta simplificação é importante, sobretudo para simulações em três dimensões.

Uma vez determinada a face que é intersectada pela trajetória, a posição da partícula pode ser atribuída à célula adjacente a face intersectada e a distância que resta a ser percorrida pela partícula é atualizada por:

$$d \leftarrow d - \min_i \alpha_{I_i} . \quad (3.117)$$

Depois de a partícula ter sido associada a nova célula, o algoritmo é simplesmente aplicado novamente até que a distância mínima para interseção seja menor do que a distância que a partícula ainda tem a percorrer.

No caso de a face intersectada ser uma face que delimite um contorno, basta efetuar uma correção na trajetória da partícula, a qual dependerá da condição de contorno aplicada, como pode ser visto na Fig. 3.6, para o caso da colisão de uma partícula com uma parede lisa.

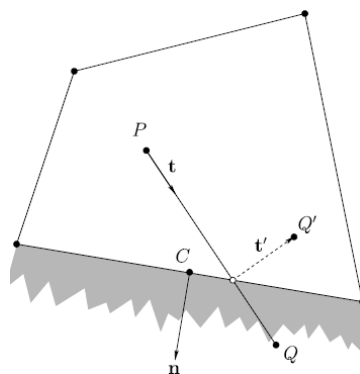


Figura 3.6. Representação da colisão de uma partícula com uma parede. Haselbacher et al. (2007), pg. 2202.

A interpolação do campo Euleriano para as partículas foi realizada utilizando o método de Sheppard, onde as componentes de velocidade e vorticidade na posição da partícula são calculadas pela ponderação dos valores dos volumes vizinhos com o inverso da distância do centro dos volumes até as partículas.

As Figs. 3.7 e 3.8 mostram os fluxogramas com sequência de cálculo para os casos com acoplamento de duas e quatro vias, respectivamente.

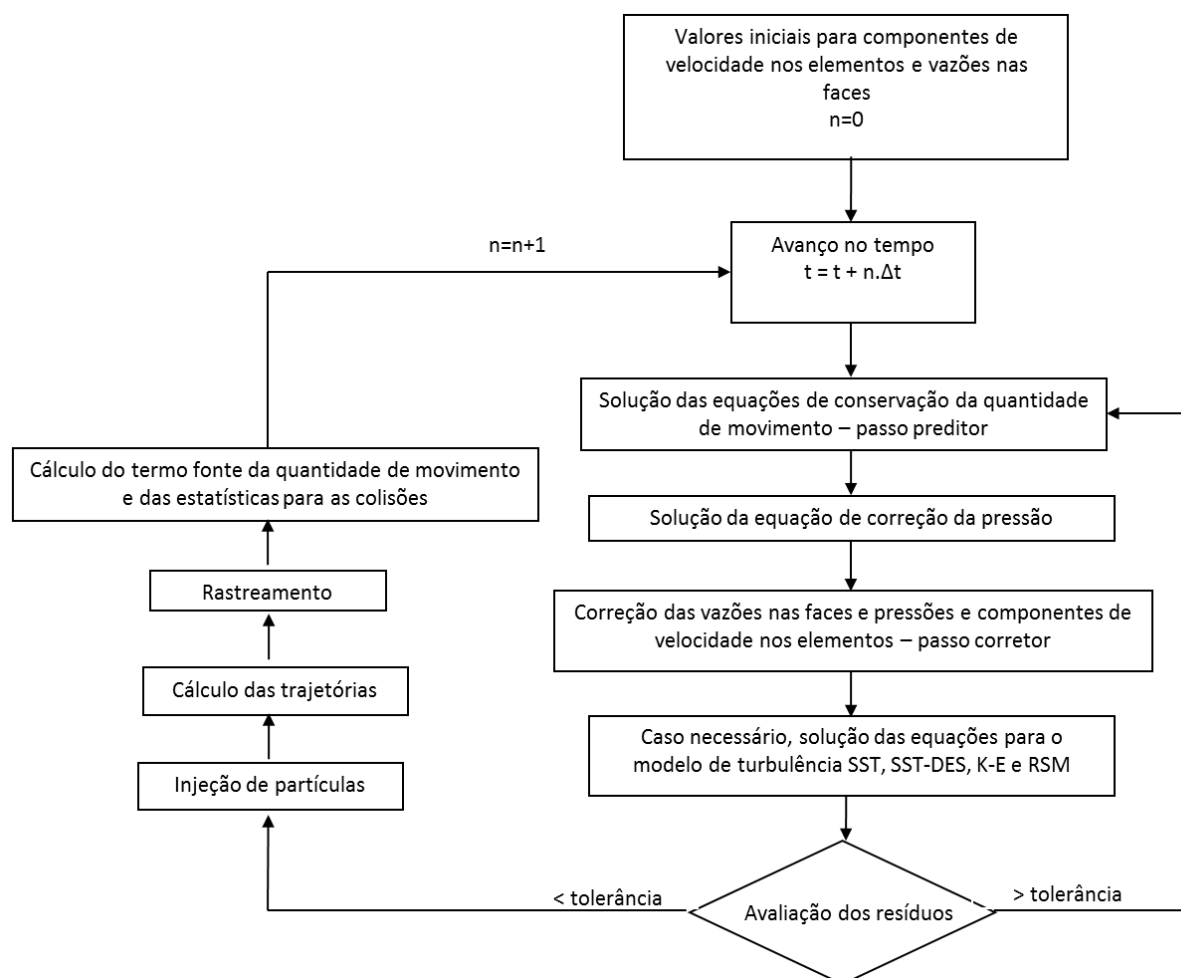


Figura 3.7. Fluxograma do algoritmo SIMPLE com o modelo Lagrangeano com acoplamento de duas vias.

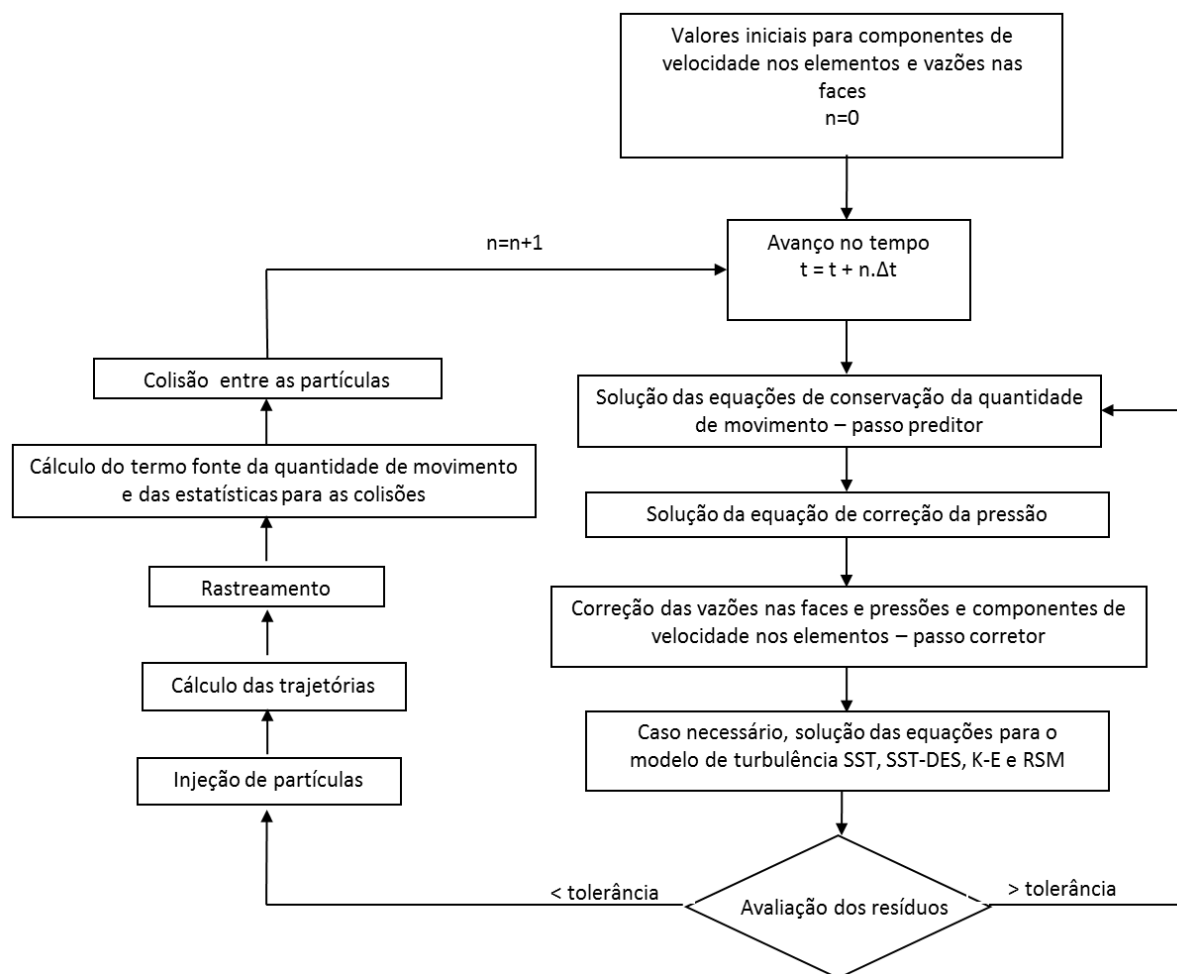


Figura 3.8. Fluxograma do algoritmo SIMPLE com o modelo Lagrangeano com acoplamento de quatro vias.

3.2.3. Paralelização

O detalhamento necessário nos casos de dinâmica dos fluidos computacional está cada vez maior, exigindo computadores de alto desempenho e códigos computacionais capazes de solucionar problemas utilizando computação paralela, ou seja, usando mais de um processador para solucionar um caso. Acompanhado as necessidades da engenharia, o código computacional UNSCYFL3D foi paralelizado com o intuito de capturar detalhes do escoamento somente observados com malhas muito finas, e com várias máquinas processando em conjunto.

A arquitetura utilizada na paralelização do código UNSCYFL3D foi a de memória distribuída, ou seja, múltiplos processadores operam independentemente, sendo que, cada um possui sua própria memória. Os dados são compartilhados através de uma interface de comunicação (rede ou switch), utilizando o sistema de “Message-Passing”.

A decomposição do domínio computacional é realizada pela ferramenta METIS 5.0.2 (Karypis et al. ,1998), um pacote de fonte aberta para o particionamento de grafos, de malhas, e computação de preenchimento reduzido e ordenação de matrizes esparsas. O METIS é uma ferramenta de fonte aberta, amplamente utilizada pelos códigos comerciais, depurada e eficiente através do uso corriqueiro em problemas de CFD. Essencialmente, os algoritmos de particionamento procuram balancear a carga entre os processos, mantendo tanto quanto possível a mesma quantidade de elementos em cada partição, e minimizar as interfaces entre as partições para reduzir a comunicação entre processos durante a execução do problema.

O particionamento de malha utilizando a ferramenta METIS 5.0.2 pode ser obtido através de duas funções:

- METIS_PartMeshNodal: Converte a malha em grafo nodal. Mais rápido, porém pior no balanceamento de carga.
- METIS_PartMeshDual: Converte a malha em grafo duplo. Mais lento, porém melhor no balanceamento de carga.

Para garantir o balanceamento de carga foi utilizada a função METIS_PartMeshDual no código UNSCYFL3D, pois o particionamento de malha é realizado somente uma vez, o que torna o tempo gasto para o particionamento pequeno quando comparado com o tempo total gasto em uma simulação.

Os dados de entrada para a função METIS_PartMeshDual são dois vetores com informações dos vértices de cada elemento, e a quantidade de partições desejadas. Um dos vetores de entrada tem que conter a sequência de identificação dos vértices que compõem cada elemento, e o outro vetor tem que conter o número de vértices de cada elemento, porém a primeira posição deste vetor tem que ser zero, conforme mostrado na Fig. 3.9. Como saída o METIS gera um vetor que indica em qual partição está cada elemento, e um vetor que indica em qual partição está cada vértice.

Sequência de Vértices (1,2,3,4,5,6,7,8,5,6,7,8,9,10,11,12)

Nº de Vértices de cada volume (0,8,16)

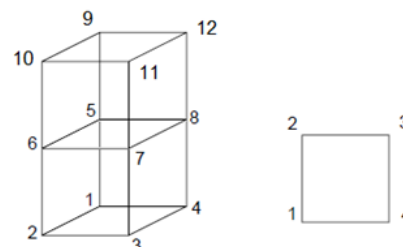


Figura 3.9. Esquema dos vetores de entrada da ferramenta METIS 5.0.2.

A Tabela 3.1 mostra o número de elementos por partição da malha de um duto com 1.428.094 elementos tetraédricos e prismáticos, dividida em quatro partições pela ferramenta METIS 5.0.2, a Fig. 3.10 mostra a geometria desta malha particionada.

Tabela 3.1. Número de elementos por processo no particionamento da malha de um duto.

Processo	Nº de Elementos
1	357.527
2	355.848
3	357.192
4	357.527

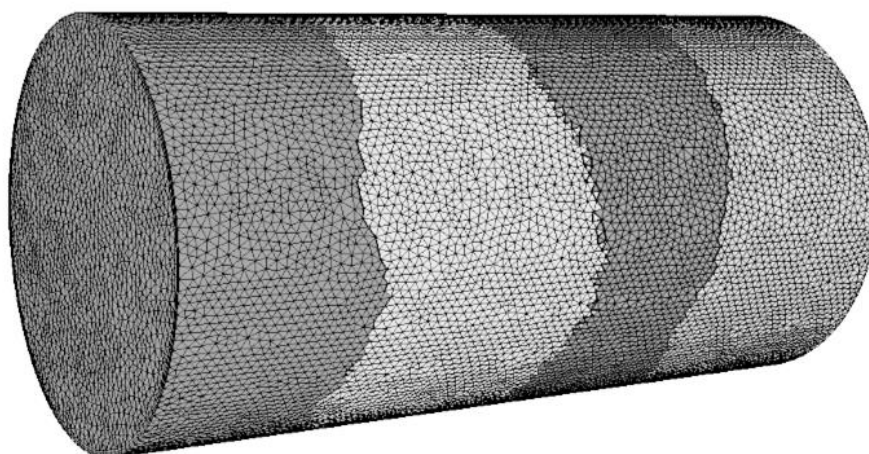


Figura 3.10. Malha de um duto particionada pela ferramenta METIS.

A paralelização do código foi realizada utilizando os recursos da biblioteca MPI, com funções de comunicação ponto a ponto e coletiva. A comunicação entre os domínios é feita por elementos denominados de “halo”. Estes elementos se localizam na interface da partição, armazenando os valores das variáveis dos elementos vizinhos que estão em outras partições. Cada elemento “halo” recebe a informação do seu respectivo elemento da outra partição, como mostra a Fig. 3.11. Assim, os valores armazenados nos elementos “halo” devem ser atualizados a cada iteração, para que o processo iterativo paralelo gere os mesmos resultados que o processo serial.

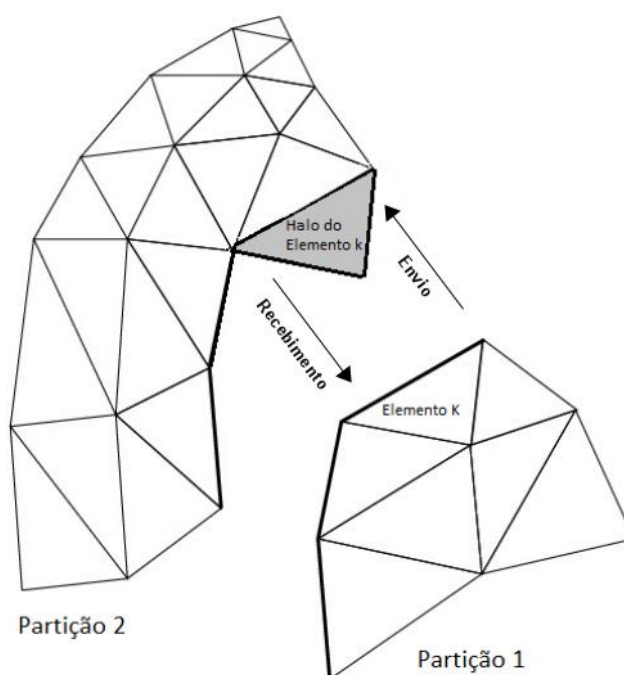


Figura 3.11. Esquema ilustrativo de troca de mensagens entre as partições (adaptado do Manual FEM).

Como informado anteriormente, o método SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation) foi utilizado no acoplamento pressão-velocidade do código UNSCYFL3D. A Fig. 3.12 mostra o esquema do processo iterativo do método SIMPLE com as trocas de informação entre os processos, para um caso transiente.

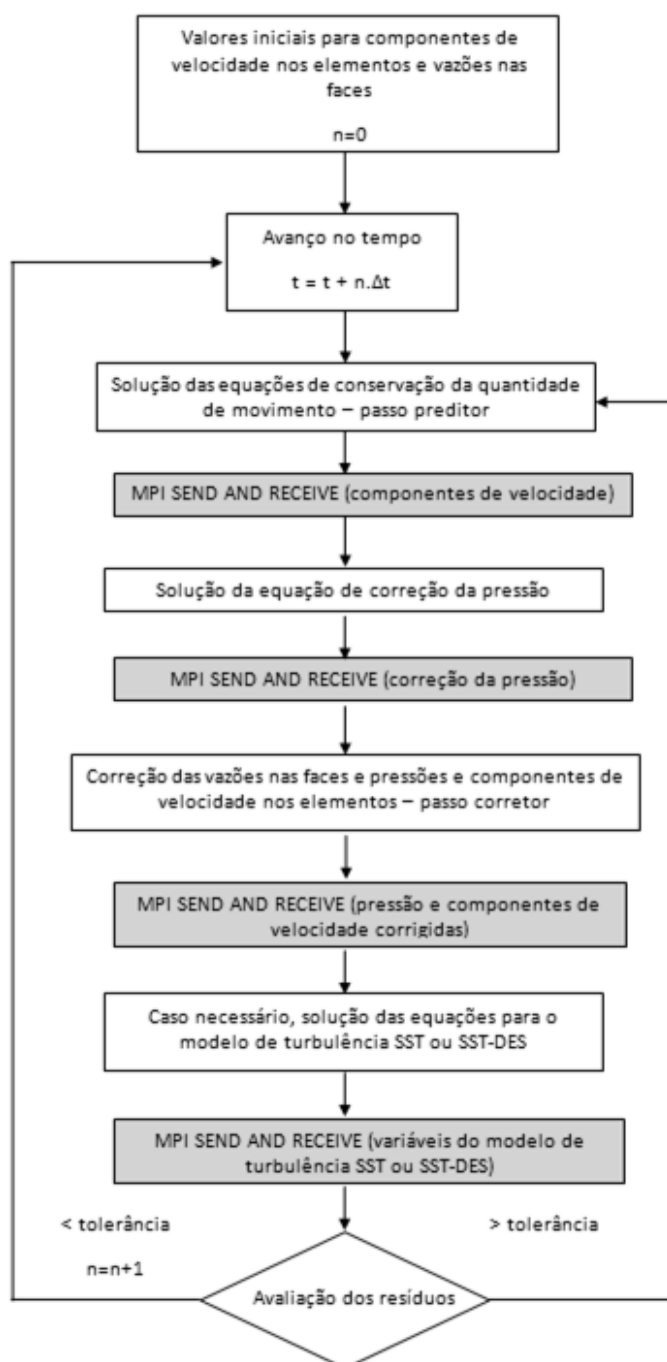


Figura 3.12. Esquema do processo iterativo no SIMPLE, para um caso transiente.

O método do gradiente bi-conjugado (Bi-CG) foi adaptado da versão serial. A Fig. 3.13 mostra o esquema ilustrativo do algoritmo do gradiente bi-conjugado paralelo utilizado do código.

```

 $r_0 = b - Ax_0$ 
 $\tilde{r}_0 = r_0$ 
FOR  $i = 1, \dots, n$ 
   $p_{i-1} = (\tilde{r}_i - 1, r_i - 1)$ 
  IF  $i = 1$ 
     $p_1 = r_0; \tilde{p}_1 = \tilde{r}_i$ 
  ELSE
     $\beta_{i-1} = p_{i-1} / p_{i-2}$ 
  MPI ALLREDUCE ( $\beta_{i-1}$ )
     $p_i = r_{i-1} + \beta_{i-1} p_{i-1}$ 
     $\tilde{p}_i = \tilde{r}_{i-1} + \beta_{i-1} \tilde{p}_{i-1}$ 
  MPI SEND AND RECEIVE ( $p_i$ )
     $q_i = Ap_i$ 
     $\tilde{q}_i = A^T \tilde{p}_i$  MPI SEND AND RECEIVE ( $\tilde{q}_i$ )
     $\alpha_i = p_{i-1} / (\tilde{p}_i, q_i)$ 
  MPI ALLREDUCE ( $\alpha_i$ )
     $x_i = x_{i-1} + \alpha_i p_i$ 
     $r_i = r_{i-1} - \alpha_i q_i$ 
     $\tilde{r}_i = \tilde{r}_{i-1} - \alpha_i \tilde{q}_i$ 
  MPI SEND AND RECEIVE ( $x_i$ )
END

```

Figura 3.13. Esquema do algoritmo do solucionador gradiente bi-conjugado paralelo.

A paralelização da fase lagrangeana foi realizada da seguinte forma: após o passo de tempo da trajetória das partículas, verificam-se quais partículas mudaram de partição através do algoritmo de rastreamento adaptado. As partículas que mudaram de partição são apagadas da partição antiga e criadas na partição nova com as mesmas informações. A troca de informação é realizada por um vetor que contem as propriedades de todas as partículas que foram de uma partição para outra, garantindo a linearidade da paralelização. Esta troca de informações é realizada via comunicação ponto a ponto.

Na análise de *speed-up* e eficiência, foram simulados casos com a malha mostrada na Fig. 3.10. Foram rodadas 15 iterações no SIMPLE em até 32 processos. As simulações foram realizadas no cluster SGI/Altix XE 1300 com processadores Intel Xeon E5650 2.67GHz, 12MB cache, 24 cores, e memórias de 48GB DDR3 1333 MHz. As análises de *speed-up* (Sp) e eficiência (Ef) foram feitas seguindo as seguintes equações:

$$Sp_n = \frac{T_1}{T_n}, \quad (3.118)$$

$$Ef_n = \frac{Sp_n}{n} \quad (3.119)$$

onde T_1 é o tempo computacional gasto com um processo, n é o numero de processos, e T_n é o tempo computacional gasto com n processos.

As Figuras 3.14 e 3.15 mostram respectivamente os gráficos de *speed-up* e eficiência do código UNSCYFL3D na versão paralela para até 32 processos, comparando com os resultados ideais.

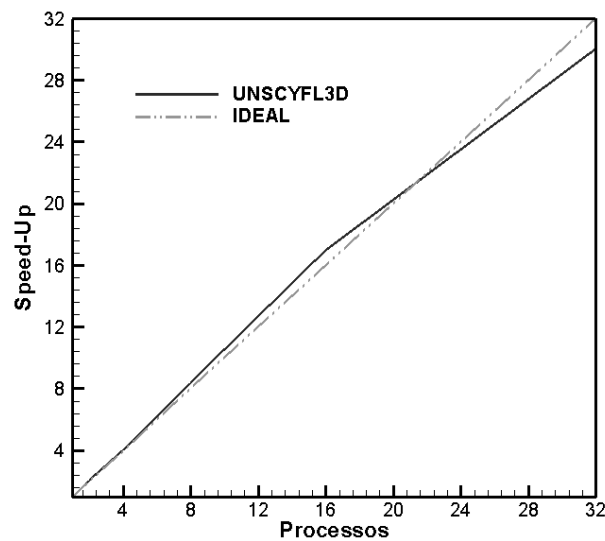


Figura 3.14. Gráfico do *speed-up* obtido com o código UNSCYFL3D comparado com o resultado ideal.

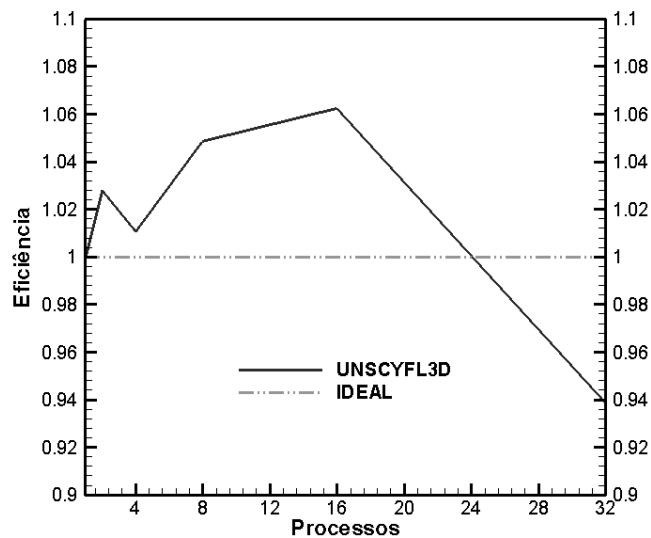


Figura 3.15. Gráfico da eficiência obtida com o código UNSCYFL3D comparada com a eficiência ideal.

Observando o *speed-up* e a eficiência obtida pelo código UNSCYFL3D na versão paralela, nota-se o efeito de *super speed-up* (eficiência maior que 100%) em relação ao ideal em até 16 processos, posteriormente há um decréscimo na eficiência chegando a 94% com 32 processos. Após vários testes, foi observado que o aumento do número de processos em um mesmo nó reduz a eficiência do caso. Isto explica a apreciável eficiência em até 16 processos, onde foram utilizados menos processos por nó, e a redução da eficiência nos casos com mais processos, onde o número destes é maior por nó.

Encerra-se aqui a descrição dos modelos matemáticos e métodos numéricos empregados neste trabalho. O próximo capítulo tratará dos resultados da aplicação de tais métodos a problemas relacionados à erosão.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos com as simulações numéricas utilizando os modelos descritos no capítulo anterior e as discussões. Primeiramente, é mostrada a avaliação dos modelos implementados, comparando os resultados das simulações com resultados experimentais da literatura. Posteriormente, são apresentados os resultados das simulações considerando o desgaste erosivo em separadores ciclônicos com características semelhantes às de um ciclone de segundo estágio de uma unidade de FCC.

4.1. Avaliação dos modelos

Como mostrado nos capítulos 2 e 3, os modelos de restituição e de erosão utilizados no código foram desenvolvidos para materiais metálicos. Contudo, a maioria dos experimentos de erosão em ciclones disponíveis na literatura foi realizada em acrílico ou gesso, devido principalmente ao custo e à demora em obter resultados em ciclones metálicos. Neste contexto, os modelos utilizados no código foram avaliados com casos cujos materiais envolvidos são próprios para os modelos implementados. Os modelos para a fase contínua com as modelagens URANS e LES tem sido exaustivamente validados ao longo dos últimos anos (Souza et al., 2012; Salvo, 2013, Martins, 2012 e Martins et al., 2013). Os modelos para o escoamento gás-sólido com abordagem Euler-Lagrange foram avaliados com base nos experimentos realizados por Laín e Sommerfeld (2008). O modelo de erosão utilizado foi avaliado com base nos resultados de Mazumder et al. (2008).

4.1.1. Avaliação dos modelos para escoamento gás-sólido em um canal (Laín e Sommerfeld, 2008)

Para avaliação do modelo Lagrangeano e seu acoplamento com a fase contínua, foi simulado o escoamento gás-sólido em um canal horizontal. Este problema foi investigado experimental e numericamente por Laín e Sommerfeld (2008), e consiste no escoamento de ar com partículas esféricas de vidro, com diâmetro de 130 μm , em um canal horizontal de base retangular com 6 m de comprimento, 0,35 m de profundidade e 0,035 m de altura. Este comprimento é importante para que o escoamento turbulento esteja completamente desenvolvido, e assim o experimento tenha reprodutibilidade. A Fig. 4.1 mostra um esquema do canal com as dimensões

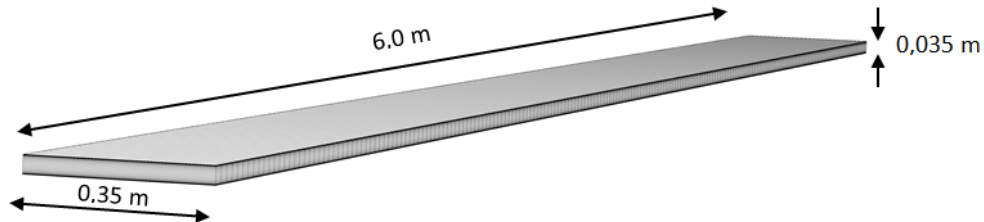


Figura 4.1. Esquema do canal utilizado nos experimentos de Laín e Sommerfeld (2008)

A velocidade na entrada é de 19,8 m/s e a carga mássica (massa de partícula/massa de fluido) de 1,0. Nas paredes inferior e superior foram utilizados aços inoxidáveis com diferentes rugosidades para investigar o efeito das irregularidades superficiais no escoamento. As medições experimentais foram realizadas com PIV (*Particle Image Velocimetry*) por Laín e Sommerfeld (2008).

A malha computacional utilizada na simulação possui 12.000 volumes, com refinamento na parede. A quantidade de volumes foi o suficiente para caracterizar a independência de malha. O valor médio do adimensional y^+ no primeiro elemento foi de 1,4. Tal parâmetro representa a distância adimensional até a parede, indicando qual região da camada limite está sendo resolvida. O cálculo é dado pela seguinte equação:

$$y^+ = \frac{\rho y_p}{\nu} \sqrt{\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}}, \quad (4.1)$$

onde ρ , ν e μ são a massa específica, a viscosidade cinemática e a viscosidade dinâmica do fluido, respectivamente. y_p é a distância do centro do volume até a parede mais próxima. Para capturar com maior acurácia as estruturas na camada limite, recomenda-se

$y^+ < 1$ no primeiro elemento. A Fig. 4.2 mostra em detalhe o refinamento da malha na parede do canal.



Figura 4.2. Detalhe da malha utilizada nas simulações do canal.

Nas paredes laterais foi aplicada a condição de simetria em função de a dimensão lateral permitir um escoamento “quase bidimensional” (Laín e Sommerfeld, 2008) e nas paredes superior e inferior a condição de não deslizamento. O modelo k-epsilon de 2 camadas (Bardina et al., 1997) foi utilizado por fornecer resultados em boa concordância com os experimentais para o escoamento do ar. A interação entre as partículas e o fluido foi realizada com o modelo de quatro vias, considerando a alta carga mássica. A rugosidade das paredes superior e inferior para o caso analisado é baixa, tal que no modelo de rugosidade de Sommerfeld e Huber (1999) o parâmetro que define a variação do ângulo de impacto é $\Delta\gamma = 1,5^\circ$ (Eq. 3.50). Foi utilizado o modelo de restituição proposto por Sommerfeld e Huber (1999) (Eq. 3.55), que é próprio para os materiais envolvidos no experimento.

Foram extraídos os perfis de velocidade do fluido e das partículas no comprimento $x=5,8$ m, onde o escoamento está completamente desenvolvido. As Figs. 4.3(a) e 4.3(b) mostram, respectivamente, os perfis das componentes axiais das velocidades médias do fluido e das partículas e as Figs. 4.3(c) e 4.3(d) mostram, respectivamente, o perfil da componente axial do RMS das partículas e o perfil da concentração de partículas normalizado.

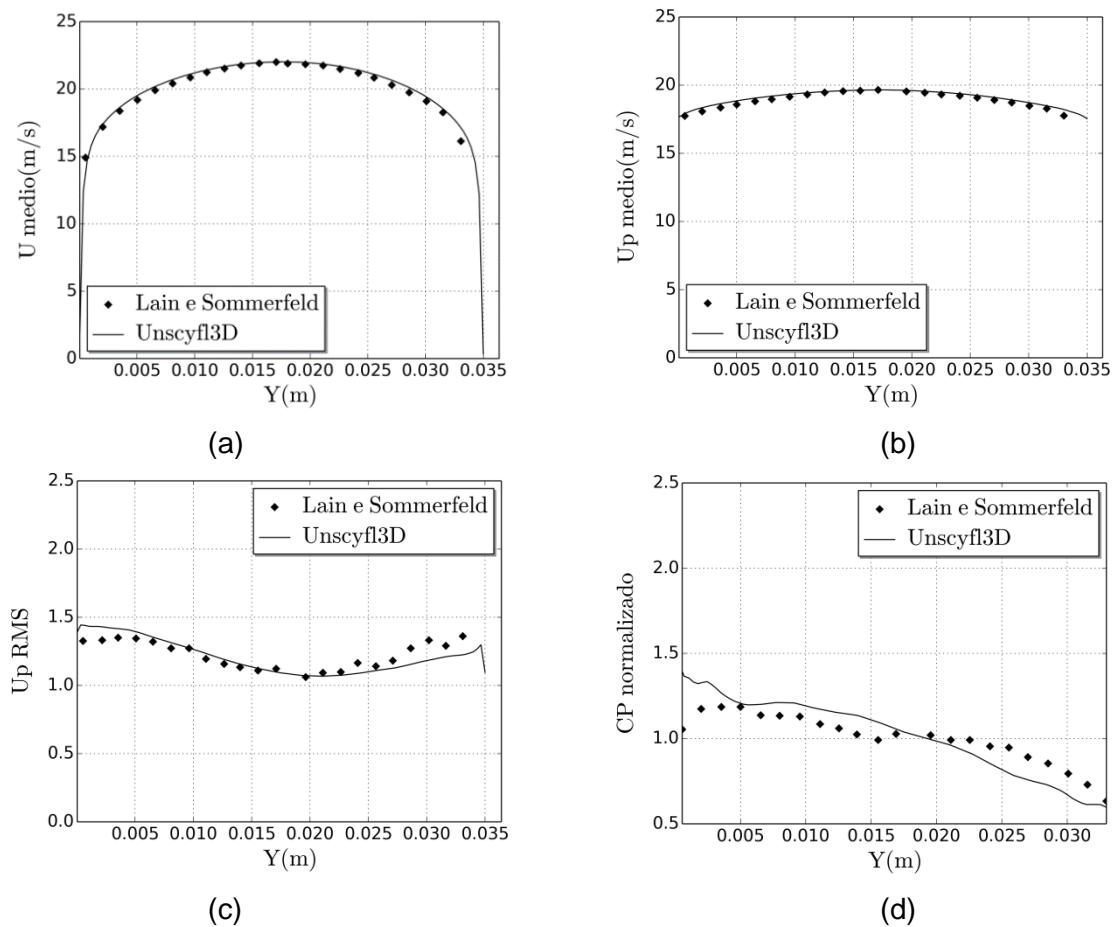


Figura 4.3. Perfis das componentes axiais das velocidades médias do fluido (a) e das partículas (b), perfil da componente axial da RMS das partículas (c) e perfil da concentração de partículas normalizado (d).

Observando as figuras acima, nota-se que a concordância entre simulações e experimentos é satisfatória. É interessante observar que não há uma sedimentação das partículas no fundo do canal devido à gravidade (Fig. 4.3(d)), como poderia se esperar do escoamento de ar com partículas de tal diâmetro em um canal horizontal. Este efeito ocorre como resultado das colisões das partículas com as paredes rugosas do canal, uma constatação experimental. A rugosidade das paredes gera uma dispersão das partículas, uniformizando sua distribuição na direção vertical. Devido à sua inércia, elas são refletidas entre as paredes inferior e superior ao longo do canal. Este efeito é bem capturado pelas simulações, demonstrando a precisão dos modelos implementados para ambas as fases.

4.1.2. Avaliação do modelo de erosão para o escoamento em uma Curva (Mazumder et al., 2008)

O modelo de Oka e Yoshida (2005) (Eqs. 2.22 a 2.25) utilizado para predição da erosão foi avaliado como base no experimento conduzido por Mazumder et al. (2008). Neste, o

escoamento gás-sólido composto por ar e partículas de areia passa por um cotovelo de alumínio com curva de 90°. A Tab. 4.1 mostra as condições do experimento e da simulação.

Tabela 4.1. Condições de simulação para predição da erosão

Fluido	Ar
Velocidade do fluido	34,1 m/s
Material da curva	Liga de Alumínio (6061-T6)
Densidade do material erodido	2700 kg/m ³
Dureza Vickers do material erodido	1,049 GPa
Curvatura (1.5D)	0,0381 m
Tipo de partícula	Angular SiO ₂
Densidade do material das partículas	2600 kg/m ³
Média dos diâmetros das partículas	182 µm
Carga mássica	0,013 kg _p /kg _g

As partículas foram injetadas na seção localizada a 1,22 m abaixo da curva. A curva com 90° possui diâmetro $D=0,0254$ m e raio de curvatura de 0,0381 m, como mostrado na Fig. 4.4.

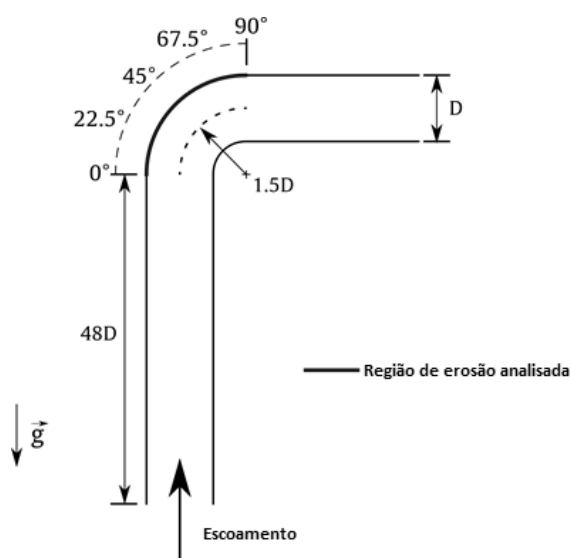


Figura 4.4. Esboço esquemático da curva simulada (adaptado de Duarte, 2015).

A resolução da malha usada em todas as simulações foi de aproximadamente 500.000 volumes hexaédricos, com refinamento na parede de forma a capturar o comportamento da camada-limite. O y^+ médio foi menor do que um. A Fig. 4.5 mostra em detalhe a malha utilizada

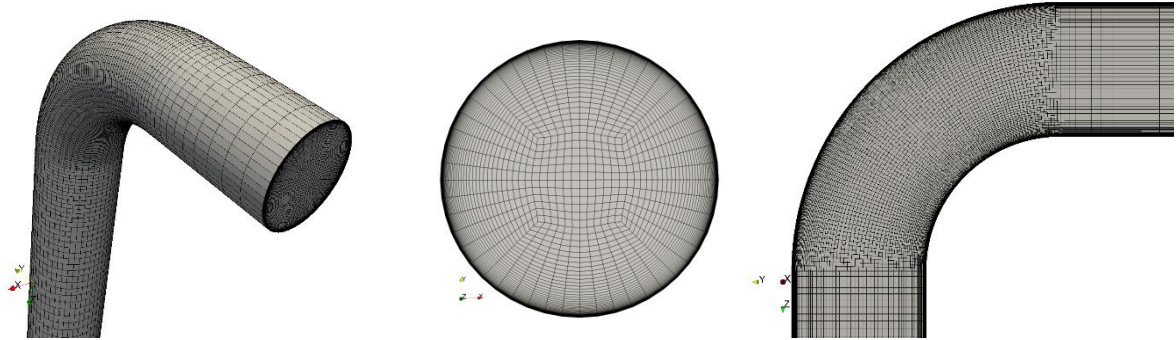


Figura 4.5. Malha computacional utilizada na simulação da curva.

A solução da fase contínua foi realizada utilizando o modelo k-epsilon de 2 camadas. A interação entre as fases foi realizada com o modelo de quatro vias. As paredes foram consideradas perfeitamente lisas, $\Delta\gamma = 0^\circ$. O coeficiente de atrito foi de 0,25 e o coeficiente de restituição foi modelado pela correlação proposta por Grant e Tabakoff (1975) (Eqs. 3.53 e 3.54). Este modelo de restituição foi desenvolvido relacionando a interação entre SiO_2 e alumínio, conforme usado no experimento.

Os parâmetros utilizados no modelo de erosão também foram para areia e alumínio. De acordo com Duarte et al. (2015), as equações do modelo de erosão de Oka e Yoshida (2005), para alumínio e areia podem ser adaptadas da seguinte forma:

$$E(\alpha) = g(\alpha) E_{90}, \quad (4.2)$$

onde,

$$g(\alpha) = (\sin \alpha)^{n_1} [1 + H_v (1 - \sin \alpha)]^{n_2}, \quad (4.3)$$

$$E_{90} = 81,714 (HV)^{-0,79} \left(\frac{V_p}{V_p^*} \right)^{k_2} \left(\frac{D_p}{D_p^*} \right)^{k_3}. \quad (4.4)$$

HV é a dureza Vickers do material erodido, u_p e α são a velocidade e ângulo de impacto da partícula, respectivamente, e D_p é o diâmetro da partícula. A razão volumétrica de erosão $E(\alpha)$ é dada em volume de material erodido por massa de partículas. A conversão

para razão de erosão, E_r (massa de material erodido por massa de partículas), é realizada da seguinte forma:

$$E_r = 1,0 \cdot 10^{-9} \rho_w E(\alpha), \quad (4.5)$$

onde ρ_w é a densidade do material erodido. A conversão é realizada para o sistema internacional de unidades.

Normalmente, o desgaste erosivo é analisado em função da taxa de erosão, E_t (massa de material removido por unidade de área e por tempo), ou da razão de penetração, RP (profundidade de material removido por massa de partículas), calculadas da seguinte forma:

$$E_t = \frac{1}{A_f} \sum_{m(f)} \dot{m}_\pi E_r, \quad (4.6)$$

$$RP = \frac{E_t}{\dot{m} \rho_w}. \quad (4.7)$$

onde A_f é a área da face colidida, \dot{m}_π é o fluxo mássico da partícula representado por cada partícula computacional que colide com a face e \dot{m} é o fluxo mássico de partículas na entrada. As demais constantes do modelo são mostradas na Tab. 4.2

Tabela 4.2. Condições de simulação para predição da erosão Oka e Yoshida (2005).

Velocidade de referência V_p^*	104 m/s
Diâmetro de referência D_p^*	326 μm
n_1	0,7148
n_2	2,2945
k_2	2,3042
k_3	0,19

A Figura 4.6 mostra os isovalores da razão de penetração na curva e a Fig. 4.7 mostra o perfil da razão de penetração na parede externa do tubo em função do ângulo de curvatura, comparando os resultados obtidos utilizando o código UNSCYFL3D com os resultados obtidos com o experimento material de Mazumder et al. (2008).

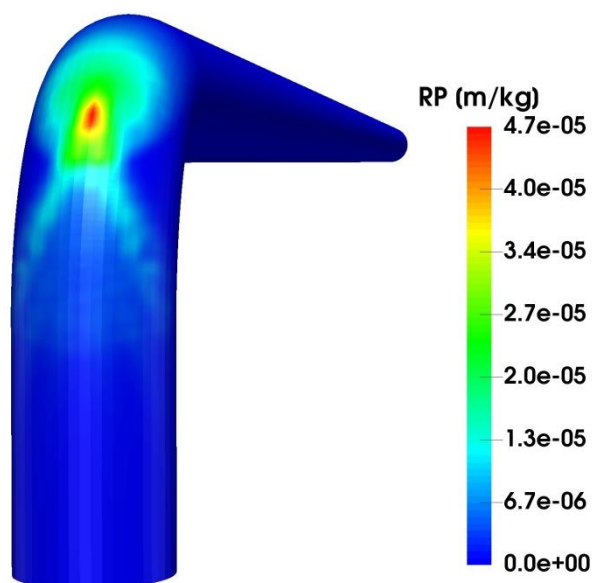


Figura 4.6. Isovalores da razão de penetração na curva obtidos com a simulação numérica.

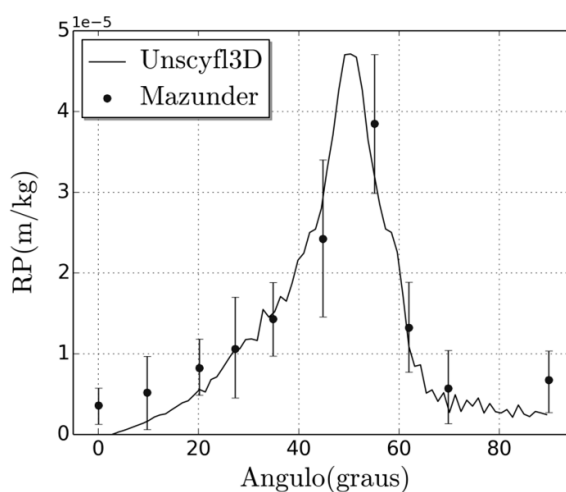


Figura 4.7. Razão de penetração numérica e experimental ao longo parede externa do tubo em função do ângulo de curvatura.

Os resultados obtidos com a modelagem utilizada foram condizentes com os resultados experimentais. A discrepância entre os resultados na região próxima à 90° provavelmente ocorreu devido à deformação causada pela erosão, efeito não contabilizado nos modelos utilizados.

4.2. Erosão em ciclones

Os casos para predição da erosão em ciclones foram baseados nos experimentos realizados por Karri et al. (2011), detalhados no capítulo 2. As simulações foram realizadas

com a geometria com a razão $L/D=4,1$ (comprimento pelo diâmetro do ciclone), mostrada na Fig 2.31. A Tab. 4.3 mostra as características do caso escolhido para as simulações.

Tabela 4.3. Condições do experimento realizado por Karri et al. (2011).

Fluido	Ar
Velocidade do fluido	19,8 m/s
Reynolds	≈ 540.000
Material do ciclone	Gesso
Tipo de partícula	Sílica-alumina
Média dos diâmetros das partículas	75 μm
Carga mássica	0,00912 kg_p/kg_g

Karri et al. (2011) analisaram o desgaste erosivo no ciclone através da quantificação da massa de material perdida após os experimentos. As paredes do ciclone foram feitas de acrílico com revestimento de gesso, facilitando a medição e visualização das regiões mais desgastadas. Em todos os experimentos os autores verificaram que a região inferior do cone foi a que teve maior desgaste, como mostrado na Fig. 4.8.

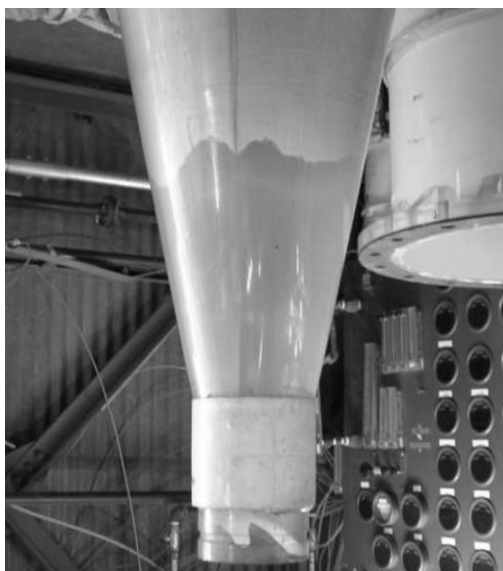


Figura 4.8. Fotografia da erosão do gesso no cone de um ciclone de segundo estágio, Karri et al. (2011).

Para as condições da Tab. 4.3, os autores obtiveram as seguintes taxas de erosão (massa de material erodido por tempo).

Tabela 4.4. Resultados experimentais para $L/D=4.1$.

Região do ciclone	Taxa de erosão
Cone	≈ 680 g/h
Cilindro	≈ 105 g/h

A erosão no cone foi aproximadamente 87% da erosão no ciclone. Segundo os autores, este era o resultado esperado para um ciclone de segundo estágio de uma unidade de FCC, com alta velocidade de entrada e baixa carga mássica.

Com o intuito de reproduzir o experimento e verificar a influência de determinados parâmetros, foram realizadas simulações utilizando diferentes modelos físicos, diferentes malhas numéricas, considerando ou não a extensão do *dipleg* com um coletor de partículas.

Os parâmetros utilizados no modelo Euler-Lagrange foram os mesmos do experimento, com exceção das correlações das forças do fluido sobre as partículas. As correlações utilizadas foram desenvolvidas para partículas esféricas, e os experimentos foram realizados com partículas angulosas. Também houve simplificações nos modelos do coeficiente de restituição, coeficiente de atrito e erosão, pois tais modelos para partículas de catalisadores colidindo com gesso não estão disponíveis na literatura. Neste contexto, todos os modelos que contemplam a interação entre as partículas e as paredes (restituição e erosão) foram especificados para o par liga de alumínio e partículas de areia. É importante frisar que esta é uma simplificação severa, pois o comportamento do gesso após o impacto de partículas difere consideravelmente daquele de um material metálico como o liga de alumínio etc. Posteriormente, a influência da correlação para o coeficiente de restituição foi avaliada, testando correlações para diferentes pares de materiais. Outro fator de grande relevância que não foi considerado no modelo é a alteração da superfície da parede causada pela erosão. A Tab. 4.5 mostra os parâmetros comuns utilizados em todas as simulações.

Tabela 4.5. Parâmetros utilizados em todas as simulações.

Fluido	Ar
Velocidade do fluido	19,8 m/s
Material do ciclone	Liga de Alumínio (6061-T6)
Densidade do material	2700 kg/m ³
Dureza Vickers do material	1,049 GPa
Tipo de partícula	SiO ₂
Média dos diâmetros das partículas	75 μ m
Densidade das partículas	1490 kg/m ³
Carregamento mássico	0,00912 kg _p /kg _g

A densidade da partícula tem considerável influência no comportamento do escoamento, tanto no movimento das partículas quanto do fluido. Sendo assim, foi utilizada uma densidade média representativa de partículas de sílica-alumina de catalisador (1490 kg/m^3).

O tempo de residência do ciclone analisado é de aproximadamente 0,5 segundos físicos. Em todos os casos simulados nesta tese, foram calculados três tempos de residência somente com a fase contínua, para garantir o desenvolvimento do escoamento. Posteriormente, foram calculados mais três tempos de residência com a injeção contínua de partículas (5 partículas por passo de tempo) com o campo Euleriano congelado e acoplamento de uma via. Após este cálculo, foram simulados mais três tempos de residência solucionando simultaneamente as fases euleriana e lagrangeana, com o tipo de acoplamento escolhido (de uma, duas ou quatro vias). As estatísticas foram realizadas somente no último tempo de residência calculado, quando o regime temporal se estabelecia estatisticamente. O passo de tempo utilizado em todas as simulações foi de $5,0 \times 10^{-5} \text{ s}$. Tal passo de tempo garantiu a convergência com uma quantidade moderada de iterações. Os custos destas simulações foram consideráveis, exigindo processamento paralelo massivo e uma implementação eficiente dos algoritmos.

A Tabela 4.6 mostra as condições de contorno utilizadas em todas as simulações

Tabela 4.6. Condições de contorno utilizadas nas simulações.	
Região	Condição de contorno
Entrada	Velocidade imposta
Paredes	Não deslizamento
Saídas	Pressão imposta

4.2.1. Análises com ciclone sem dipleg

Os primeiros casos simulados foram no ciclone sem o *dipleg*. Nestes casos, foram avaliadas as influências da modelagem da turbulência, do modelo de acoplamento entre fases e do refinamento da malha computacional. A Fig. 4.9 mostra uma das malhas utilizadas nos casos e as dimensões do ciclone no plano XY.

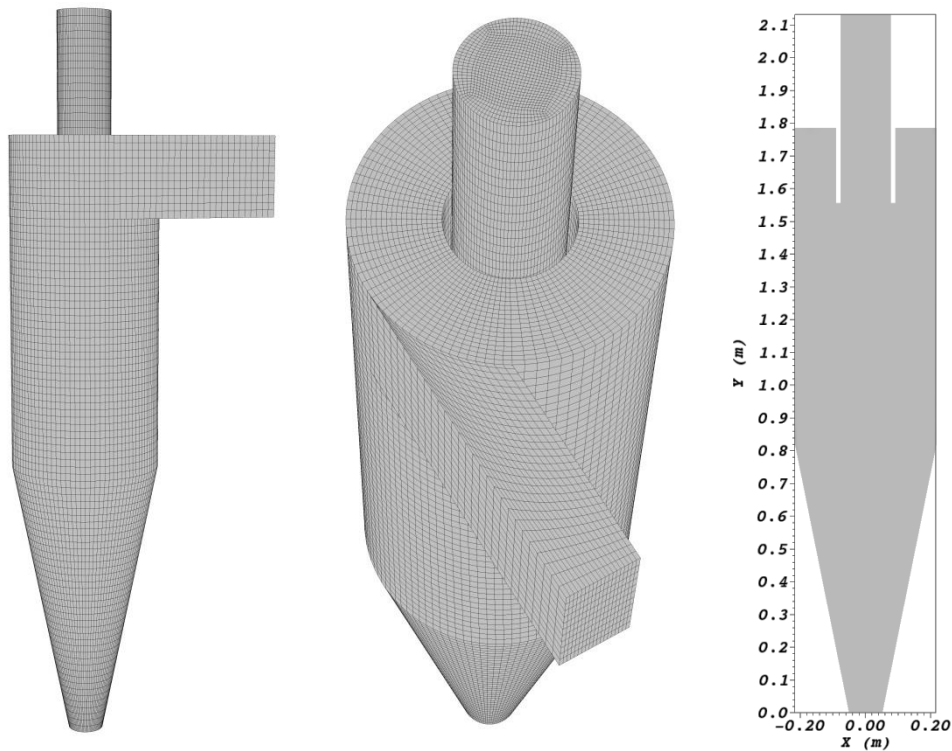


Figura 4.9. Malha numérica do ciclone sem o *dipleg*, com aproximadamente 300.000 volumes hexaédricos, e as dimensões do ciclone no plano XY.

É importante salientar que a condição de contorno aplicada nas saídas não é adequada, pois as saídas do ciclone nos experimentos não são livres.

A Tabela 4.7 mostra os parâmetros utilizados nas simulações.

Tabela 4.7. Parâmetros utilizados nas simulações.

Correlação de restituição	Grant e Tabakoff (1975)
Rugosidade	$\Delta\gamma = 0^\circ$
Coeficiente de atrito	0,5

Nos casos com a malha de 300.000 volumes, os parâmetros da Tab. 4.7 e o modelo de turbulência das tensões de Reynolds (RSM), as partículas apresentaram um comportamento atípico. Estas entraram em uma órbita de equilíbrio na região superior do cone. A Fig. 4.10 mostra tal efeito através da distribuição das partículas no último passo de tempo calculado para os acoplamentos de uma e de quatro vias.

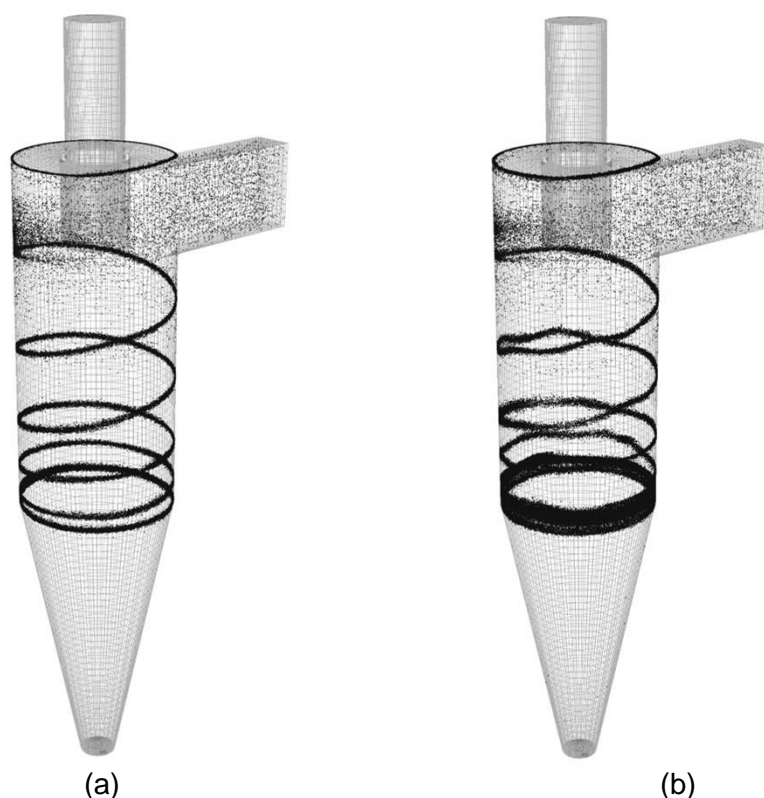


Figura 4.10. Distribuição das partículas para o caso com 300.000 volumes, modelo de turbulência RSM com os acoplamentos de uma (a) e quatro vias (b).

Considerando o efeito das partículas no fluido e as colisões entre partículas (acoplamento de quatro vias), algumas partículas descem em espiral pelo cone, saindo pela parte inferior do ciclone. Entretanto, o acúmulo de partículas na região superior do cone continua ocorrendo, apesar da diferença na distribuição das partículas entre os acoplamentos. No acoplamento de quatro vias, a trajetória em espiral das partículas é menos definida e as partículas estão mais distribuídas na região de acúmulo.

Como visto no capítulo 2, os fatores com maior influência na erosão são o ângulo de impacto e a velocidade de impacto. Entretanto, a elevada concentração de partículas na região superior do cone causa uma grande frequência de impactos. Este fator contribui bastante para que o desgaste erosivo em tal região seja maior. Este efeito é mostrado pelos isovalores do ângulo de impacto, velocidade de impacto, frequência de impacto e razão de penetração.

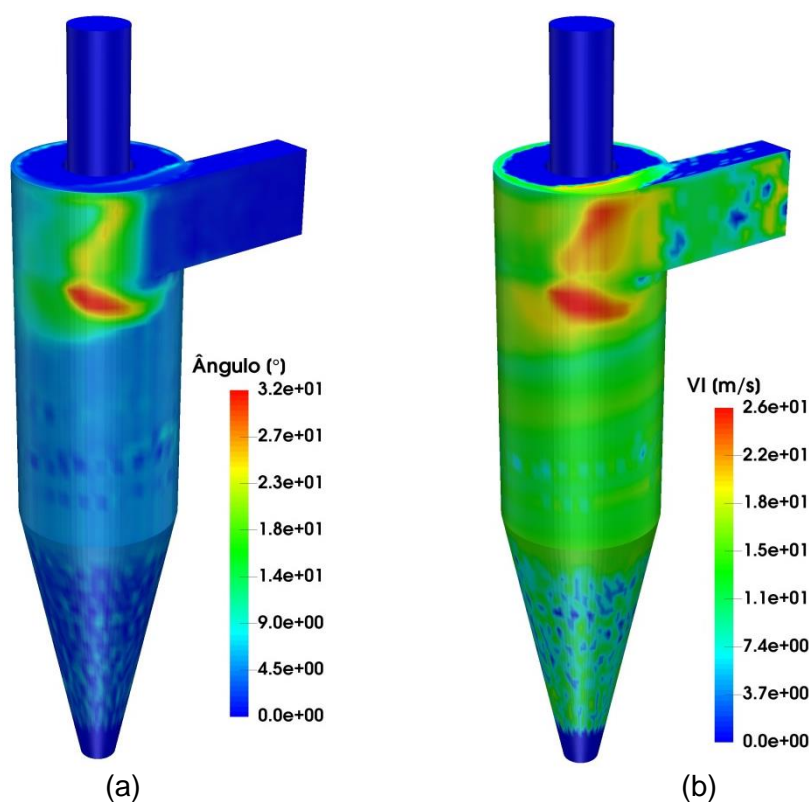


Figura 4.11. Isovalores do ângulo de impacto médio (a) e da velocidade média de impacto (b) para o caso com 300.000 volumes, modelo de turbulência RSM e acoplamento de quatro vias.

Os maiores valores do ângulo e velocidade de impacto estão na região do cilindro próxima à entrada do ciclone, justificando o desgaste na mesma região mostrado na Fig. 4.12(b). Entretanto, por causa da frequência de impacto, a região superior do cone teve maior desgaste.

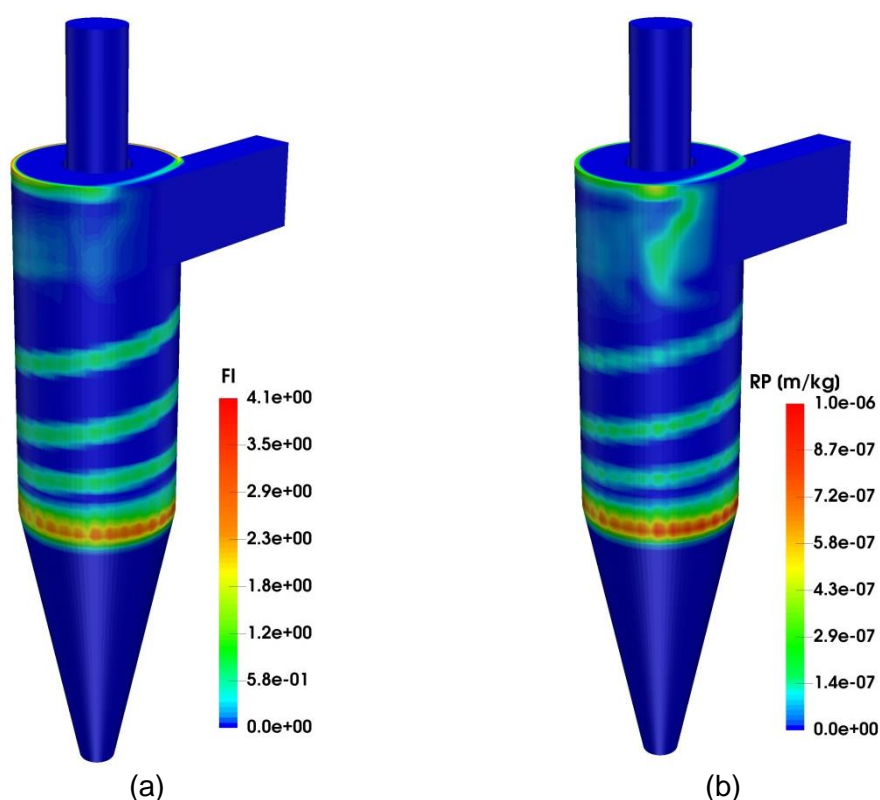


Figura 4.12. Isovalores da frequência de colisão das partículas com as paredes do ciclone (a) e da razão de penetração (b) para o caso com 300.000 volumes, modelo de turbulência RSM e acoplamento de quatro vias.

O acúmulo de partículas na parte superior do cone ocorre devido à baixa velocidade axial do fluido no sentido descendente nesta região. As Figs. 4.13(a) e 4.13(b) mostram os perfis das componentes axiais das velocidades médias do fluido e das partículas, próximos às paredes, em $Y=0,82$ m e em $Y=1,5$ m (Fig. 4.9), respectivamente, para o caso com acoplamento de quatro vias. O eixo da abcissa começa na parede.

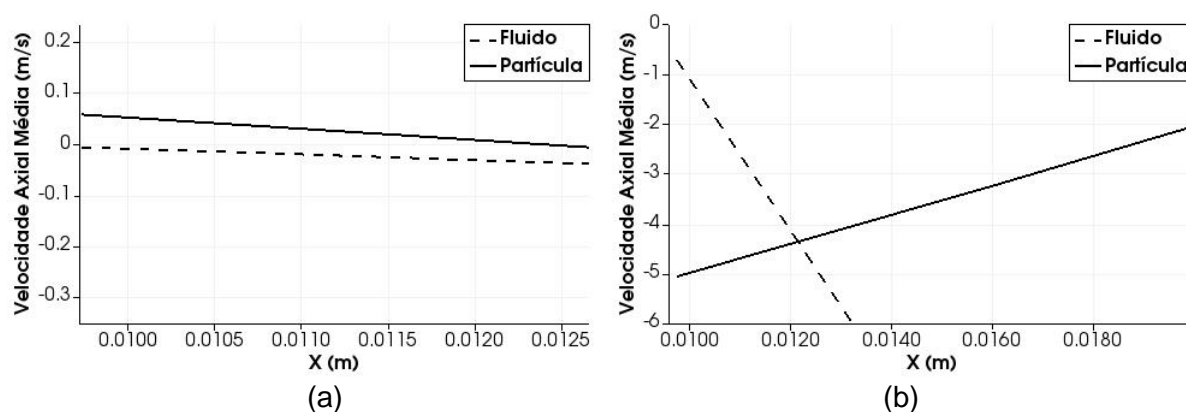


Figura 4.13. Perfis radiais das componentes axiais das velocidades médias do fluido e das partículas, próximos às paredes, em $Y=0,82$ m (a) e em $Y=1,5$ m (b).

O movimento descendente das partículas no ciclone ocorre devido à força peso e às forças exercidas pelo fluido na direção axial. Como a massa das partículas é muito pequena, a força peso não é preponderante no movimento descendente das partículas, entretanto as forças de sustentação e arrasto são fundamentais no movimento das mesmas. Na região de acúmulo de partículas, o módulo da velocidade axial do fluido é muito pequeno, como mostrado na Fig. 4.13(a). De certa forma, as componentes das forças na direção axial que atuam na partícula entram em equilíbrio, e as partículas não se movimentam em direção à saída do ciclone de acordo com esperado. Em $Y=1,5$ m, onde as partículas se movimentam em uma espiral descendente, o módulo da componente axial da velocidade do fluido é maior (Fig. 4.13 (b)), consequentemente a componente axial da velocidade das partículas também será maior no sentido descendente.

Pelos resultados obtidos, nota-se que o acúmulo de partículas na região superior do cone não está relacionado às colisões interpartícula e interação com a fase euleriana, visto que o problema continuou ocorrendo mesmo considerando o acoplamento entre as fases. Neste sentido, foi utilizada uma malha mais refinada na tentativa de prever melhor o comportamento das partículas no ciclone. A Fig. 4.14 mostra a distribuição de partículas obtida com a malha com aproximadamente 590.000 volumes. Os parâmetros foram os mesmos mostrados na Tab. 4.7 e o acoplamento utilizado foi de uma via, visto que o acoplamento não influenciou no acúmulo de partículas. Não foi possível utilizar uma malha com refinamento na parede nos casos com o modelo RSM devido à dificuldade de convergência.

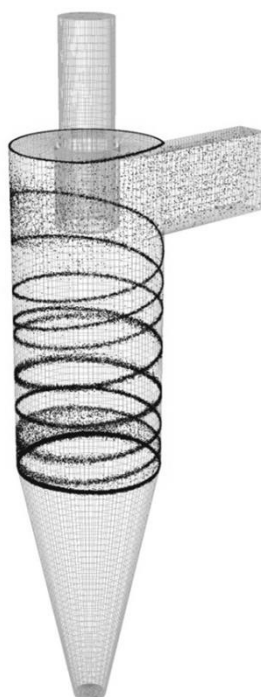


Figura 4.14. Distribuição das partículas para o caso com 590.000 volumes, modelo de turbulência RSM e acoplamento de uma via.

Mesmo com o refinamento da malha as partículas continuaram se acumulando na região superior do cone, apesar do aumento do número de espiras em relação ao caso com a malha de 300.000 volumes. Comparando com o comportamento da fase euleriana, nota-se que o refinamento da malha não alterou a tendência do escoamento, como mostrado no perfil da componente tangencial da velocidade média em $Y=1,2$ m (Fig. 4.9).

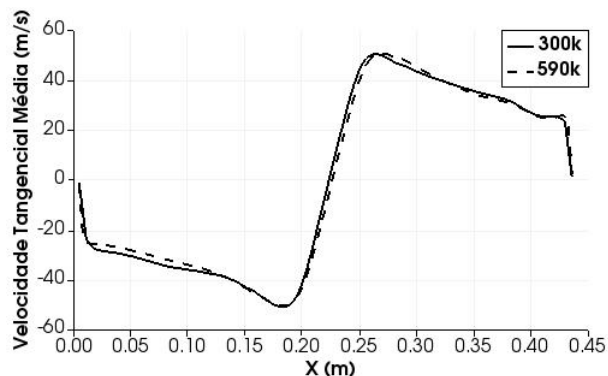


Figura 4.15. Perfil da componente tangencial da velocidade média em $Y=1,2$ m dos casos com 300.000 e 590.000 elementos, com o modelo de turbulência RSM e acoplamento de uma via.

Como os resultados obtidos com o modelo RSM não foram satisfatórios, verificou-se então a capacidade da modelagem LES em prever o comportamento do escoamento com partículas e a erosão no ciclone.

A malha utilizada nas simulações com o modelo de Smagorinsky possui aproximadamente 650.000 volumes, com refinamento na parede e y^+ médio na região de interesse (paredes do cilindro e cone) de aproximadamente 7,6. A Fig. 4.16 mostra os isovalores do y^+ na parede do ciclone.

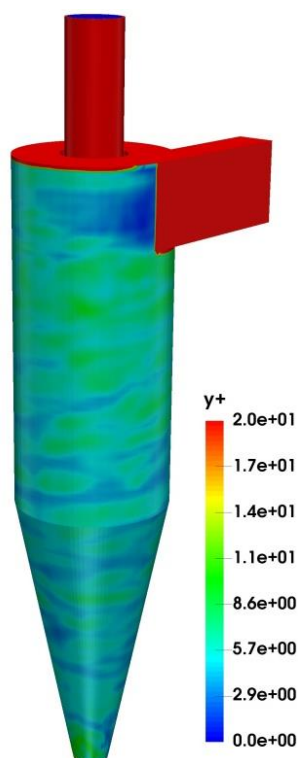


Figura 4.16. Isovalores do y^+ da malha com 650.000 volumes.

Os parâmetros utilizados nas simulações foram os mesmos mostrados na Tab. 4.7. Foram simulados casos com acoplamento de uma, duas e quatro vias.

A Figura 4.17 mostra a distribuição de partículas no último passo de tempo calculado, obtida com os diferentes modelos de acoplamento. A Fig. 4.18 mostra os isovalores da concentração de partículas média obtidos com os diferentes modelos de acoplamento.

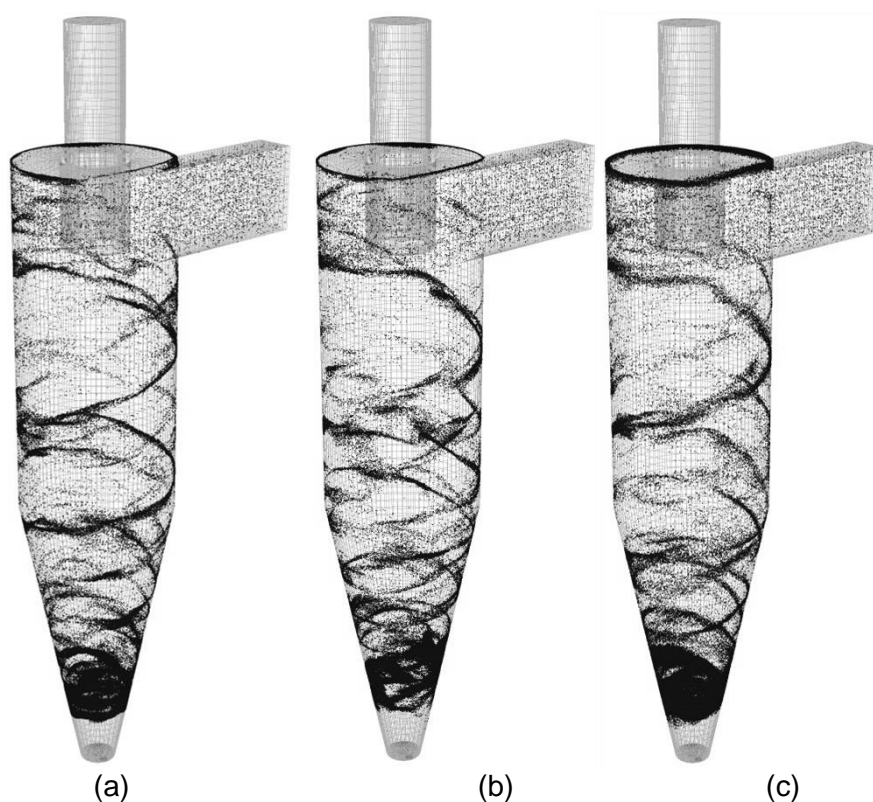


Figura 4.17. Distribuição das partículas para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

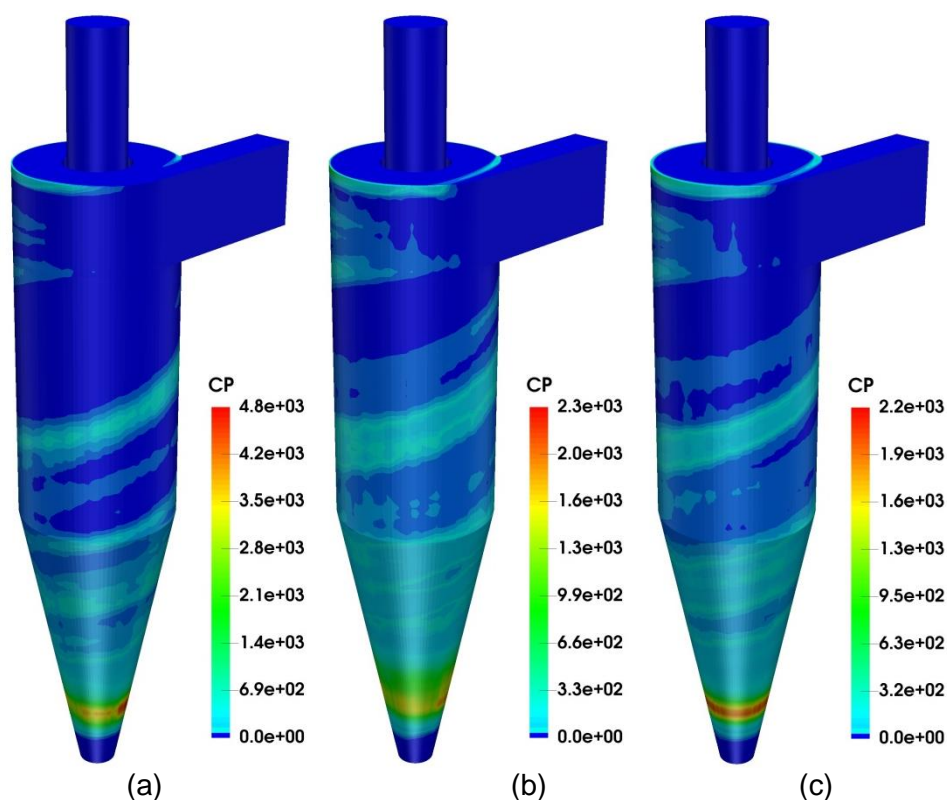


Figura 4.18. Isovalores da concentração de partículas para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

Com a fase euleriana sendo resolvida com a modelagem LES, o comportamento das partículas foi bem diferente dos resultados obtidos com o modelo RSM. As partículas ficaram mais distribuídas ao longo do ciclone e acumularam na região inferior do cone. Entretanto, poucas partículas saíram do ciclone. Houve ainda um acúmulo de partículas na região do cone um pouco acima da saída do ciclone, porém de uma forma mais distribuída quando comparado com o acúmulo das partículas com a fase euleriana sendo resolvida com a modelagem URANS.

Observando a diferença nos resultados devido ao tipo de acoplamento, nota-se que a concentração de partículas na parede é maior no caso com acoplamento de uma via, principalmente na região inferior no ciclone. Nos casos com acoplamento de duas e quatro vias, a concentração de partículas na parede é bem semelhante, com a diferença que no caso com quatro vias as partículas se acumulam em uma órbita na região próxima à saída inferior do ciclone.

As Figs. 4.19 e 4.20 mostram, respectivamente, os isovalores do ângulo de impacto e da velocidade de impacto, para os diferentes modelos de acoplamento entre fases.

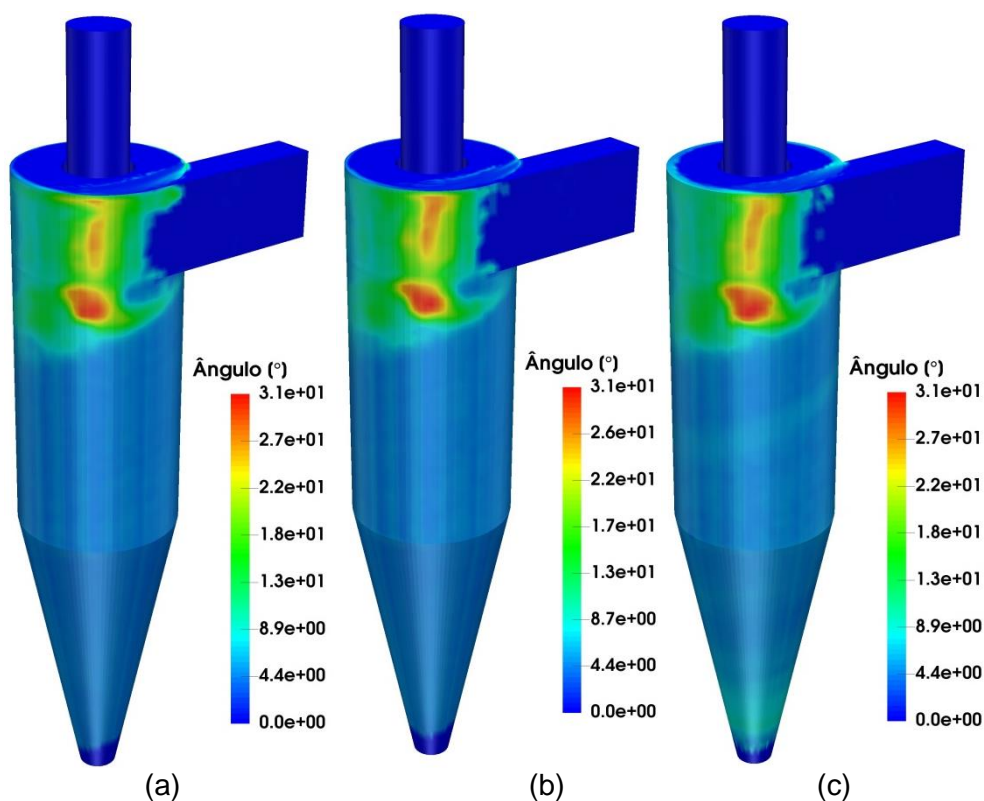


Figura 4.19. Isovalores do ângulo de impacto médio para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

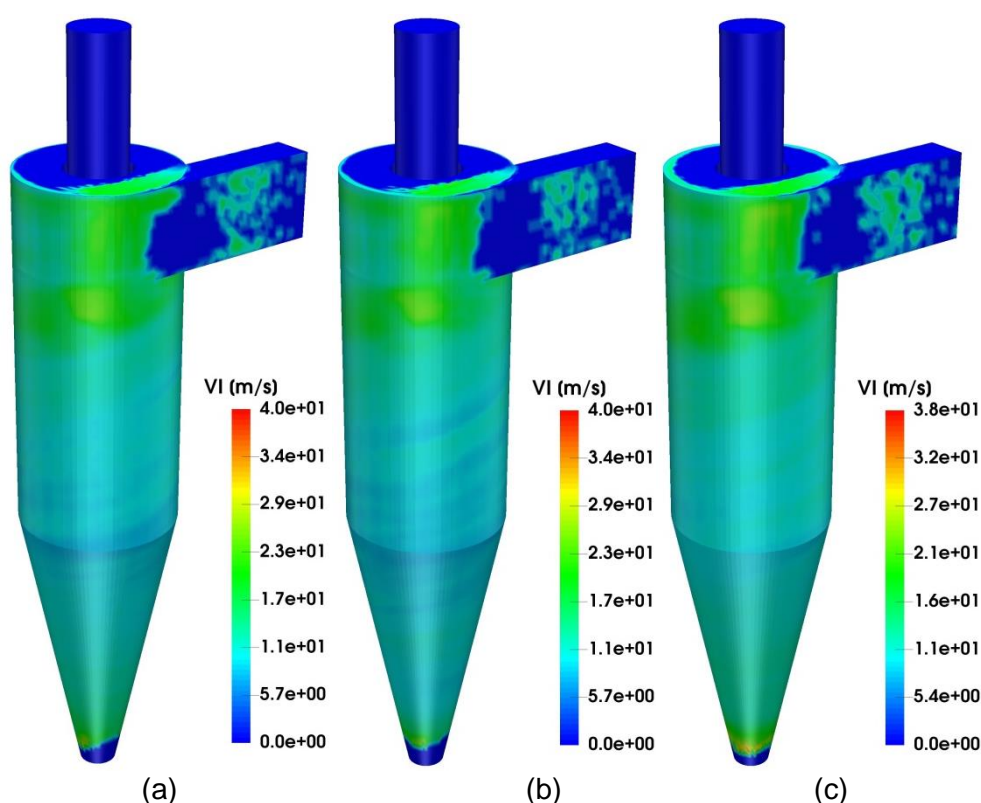


Figura 4.20. Isovalores da velocidade média de impacto para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

Assim como nos casos com a modelagem URANS, a região com maiores valores de ângulo e velocidade de impacto foi na área do cilindro próxima à entrada do ciclone. Porém, os elevados valores nesta região não cominaram em mais desgaste, pois assim como nos casos anteriores, a concentração de partículas e frequência de impactos são os fatores que tiveram maior influência. Este efeito é evidenciado pelos isovalores da razão de penetração na Fig. 4.21.

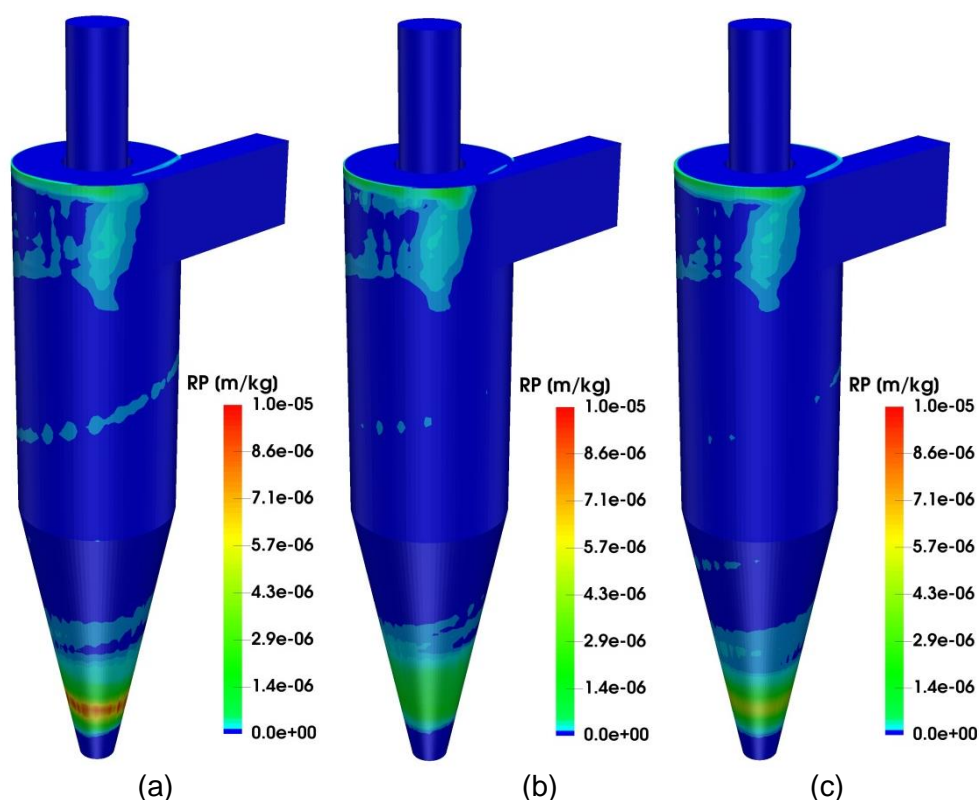


Figura 4.21. Isovalores da razão de penetração para o caso com 650.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

Como a concentração de partículas na parede no caso com acoplamento de uma via foi maior (Fig. 4.18(a)), o desgaste erosivo obtido com este modelo também foi maior. Uma possível explicação para esta redução nos casos de duas e quatro vias decorre do fato de que há uma atenuação da componente tangencial da velocidade quando as partículas interagem com o gás. Com isto, há também uma redução na velocidade de impacto das partículas, o que contribui para reduzir a razão de penetração. A Fig. 4.22 mostra o perfil radial da componente tangencial da velocidade média na região próxima à parede do cone, em $Y=0,2$ m (Fig. 4.9), para os três modelos utilizados.

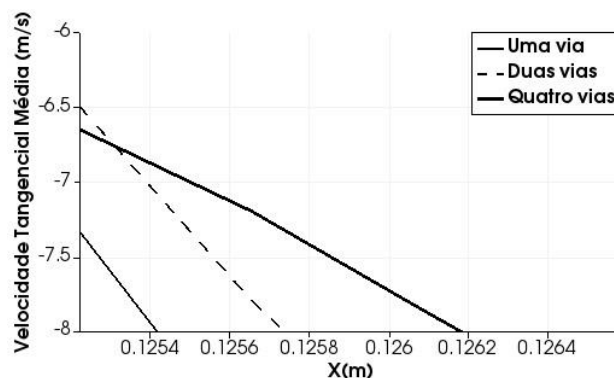


Figura 4.22. Perfil radial da componente tangencial da velocidade média próximo à parede, em $Y=0,2$ m, dos três os modelos de acoplamento utilizados.

No acoplamento de quatro vias, o maior desgaste erosivo ocorre na órbita onde as partículas acumularam. Nesta região, a erosão é maior do que o desgaste obtido com o modelo de duas vias. Contudo, nas demais regiões do ciclone, o desgaste erosivo é menor com o acoplamento de quatro vias. Deve-se ter em mente que a simulação com duas vias apenas é uma simplificação e que as colisões interpartículas sempre estão presentes

As soluções dos casos sem a extensão do *dipleg* incorreram em um elevado custo computacional. A convergência por passo de tempo no SIMPLE ocorria, em média, após 100 iterações. Esta dificuldade de convergência ocorreu devido ao refluxo causado pelo campo centrífugo nas saídas do ciclone, principalmente na saída inferior. Em relação ao experimento, tais recirculações são irrealistas, pois tipicamente há uma distribuição radial da pressão nestas regiões, e a pressão não é a atmosférica. Nas simulações, em função do desconhecimento da real condição do escoamento nestas saídas, a condição atribuída foi a de pressão imposta. Esta diferença influencia bastante nos resultados. Não obstante, as simulações forneceram subsídios importantes para o estudo da erosão nos ciclones, contribuindo para a proposta de mecanismos que expliquem as observações.

As recirculações são evidenciadas pelos isovalores das componentes tangencial e axial da velocidade média, em um plano XY.

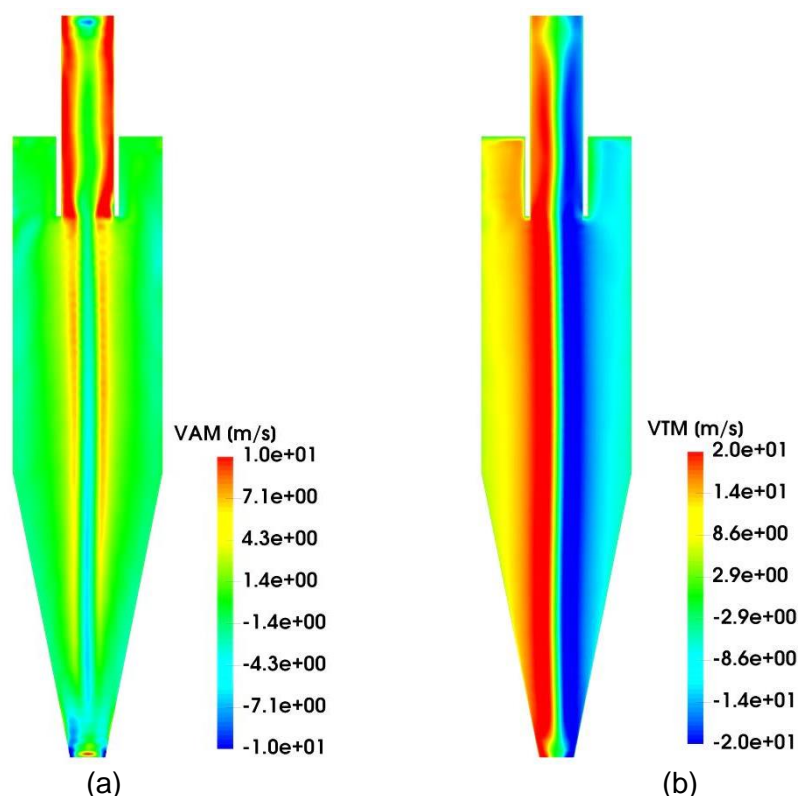


Figura 4.23. Isovalores das componentes axial (a) e tangencial (b) da velocidade média, no plano XY, para o caso com a malha de 650.000 volumes, modelo de Smagorinsky e acoplamento de uma via.

4.2.2. Análises com o ciclone com dipleg

Para representar melhor o experimento e minimizar o efeito do refluxo na saída inferior, foram realizadas simulações em uma malha com um *dipleg* acoplado a um coletor de partículas, evitando o refluxo na saída inferior e facilitando a convergência dos casos. A Fig. 4.24 mostra em detalhe a malha com aproximadamente 890.000 volumes hexaédricos e as dimensões da geometria em um plano XY. O y^+ médio na região de interesse foi de aproximadamente 12. A Fig. 4.25 mostra os isovalores do y^+ .

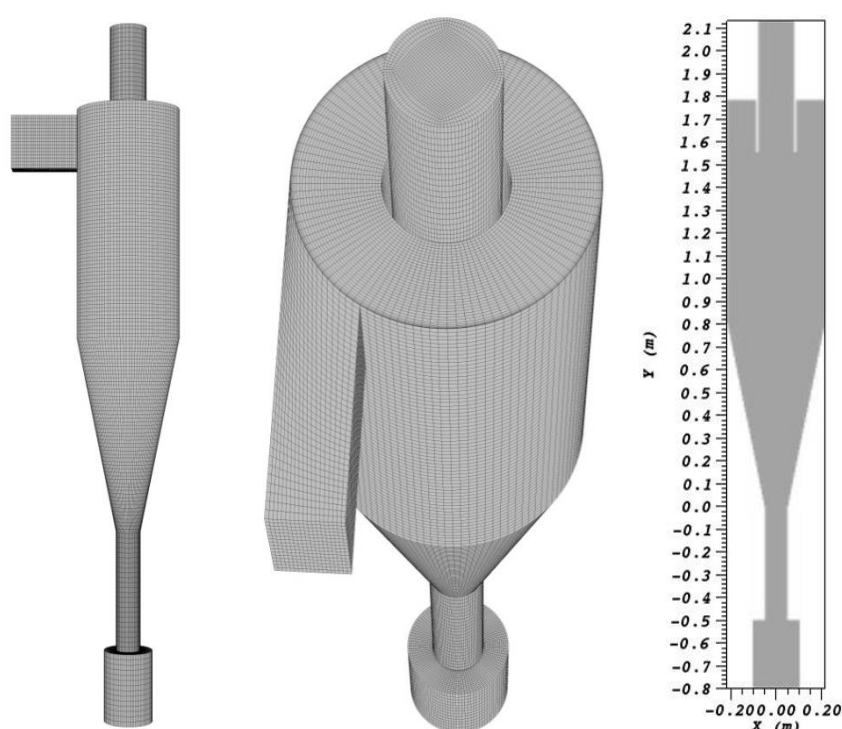


Figura 4.24. Detalhes da malha com aproximadamente 890.000 volumes.

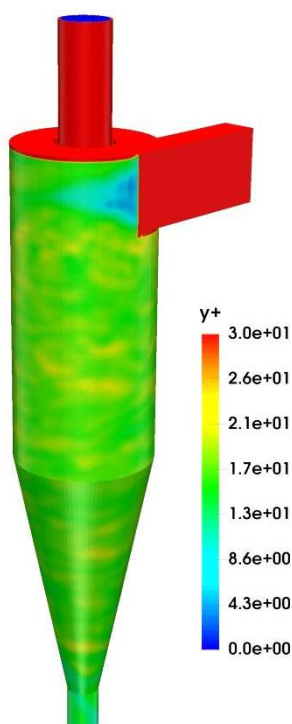


Figura 4.25. Isovalores do y^+ da malha com 890.000 volumes

No ciclone com o *dipleg* e coletor, a convergência no SIMPLE por passo de tempo passou a ocorrer após 30 iterações em média, diminuindo bastante o custo das simulações. Isto porque não houve refluxo próximo ao cone, como mostrado pelos isovalores das componentes axial e tangencial da velocidade média nas Figs. 4.26(a) e 4.26(b), respectivamente.

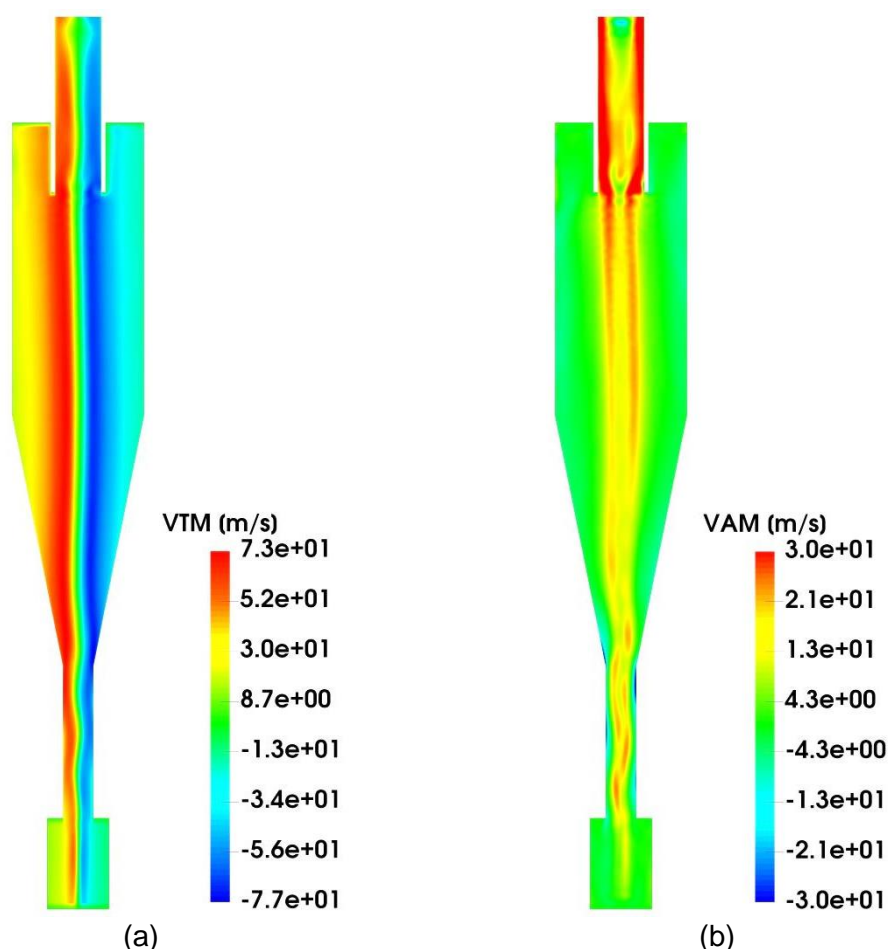


Figura 4.26. Isovalores das componentes axial (a) e tangencial (b) da velocidade média, no plano XY, para o caso com a malha de 890.000 volumes, modelo de Smagorinsky e acoplamento de uma via.

Como visto nas figuras acima, a extensão do *dipleg* impede a formação de recirculações na saída inferior no ciclone, o que altera o campo Euleriano em comparação com os resultados sem o *dipleg*.

4.2.2.1. Efeitos da interação entre as fases

As simulações bifásicas no ciclone com *dipleg* e malha de 890.00 volumes também foram realizadas com o modelo de turbulência de Smagorinsky. Primeiramente, foram comparados os resultados dos diferentes acoplamentos. Os parâmetros utilizados foram os mesmos da Tab. 4.7. A Fig. 4.27 mostra a distribuição de partículas no último passo de tempo e a Fig. 4.28 mostra a concentração média das partículas nas paredes do ciclone, para os diferentes níveis de interação entre as fases.

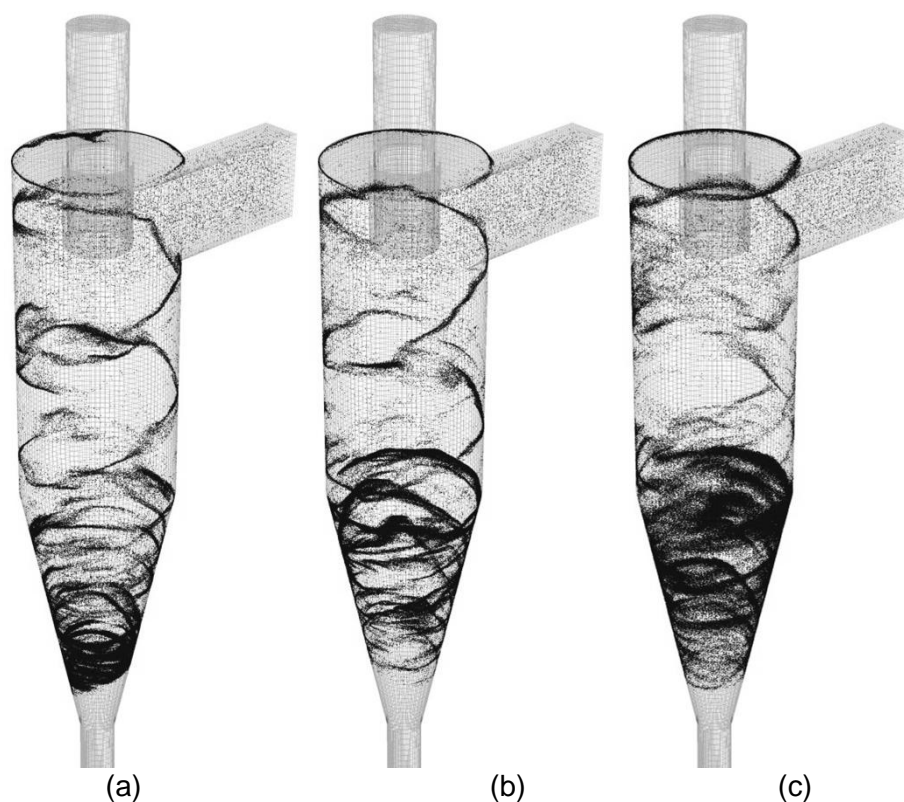


Figura 4.27. Distribuição das partículas para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

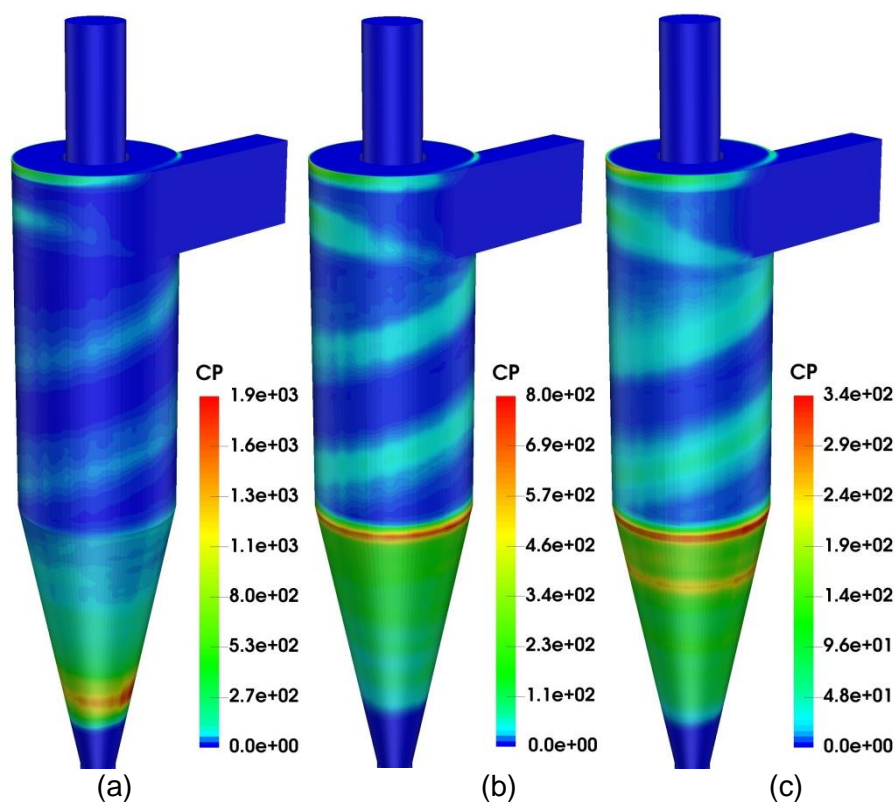


Figura 4.28. Isovalores da concentração média de partículas para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

Nos casos com acoplamento de duas e quatro vias, as partículas se concentraram na parte superior do cone, diferentemente do caso com acoplamento de uma via, onde as partículas se concentraram na parede inferior. Este efeito ocorre devido à atenuação da componente axial da velocidade no fluido, no sentido descendente, ocasionada pela interação das partículas com o fluido. A Fig. 4.29 mostra o perfil radial da componente axial da velocidade média na região próxima à parede do cone, em $Y=0,5$ m (Fig. 4.24), para os três modelos utilizados.

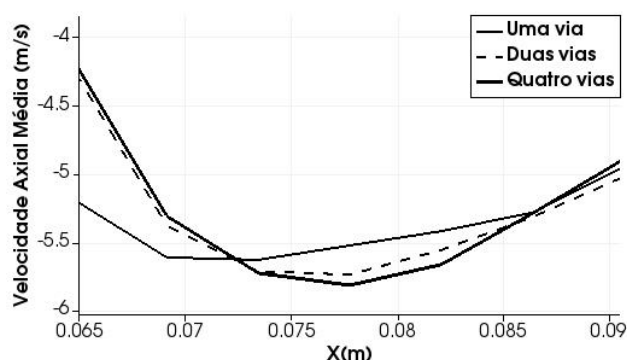


Figura 4.29. Perfil axial da componente tangencial da velocidade média próximo à parede, em $Y=0,5$ m, para os três modelos de acoplamento utilizados.

No acoplamento de quatro vias, as partículas ficaram mais distribuídas ao longo do ciclone, como mostrado na Fig. 4.27(c), provavelmente devido aos impactos entre elas. O efeito das colisões entre partículas também é visto na frequência de impacto das partículas com as paredes, pois aquelas em contato com as paredes criam o chamado “efeito escudo”, impedindo que as demais partículas colidam diretamente com as paredes. A Fig. 4.30 mostra a frequência de impacto média das partículas, para os diferentes modelos de acoplamento.

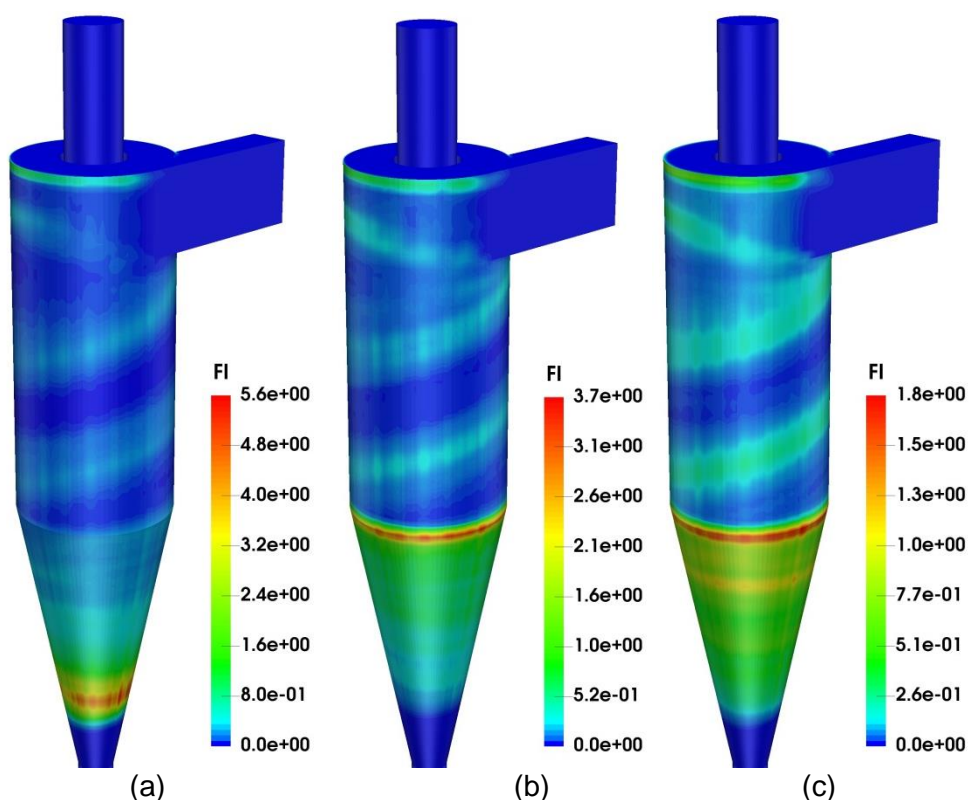


Figura 4.30. Isovalores da frequência de impacto média para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

A maior frequência de impacto ocorre na região inferior do cone no caso com acoplamento de uma via. Com os modelos que consideram o efeito das partículas no fluido, as frequências de impacto diminuem e se concentram na região superior do cone, assim como as concentrações de partículas (Fig. 4.28). Comparando os resultados dos casos com acoplamento de duas e quatro vias, nota-se que no caso com quatro vias a frequência de impacto é a metade do valor do caso com acoplamento de duas vias, caracterizando o “efeito escudo”. Este efeito também é evidenciado pela concentração média das partículas dentro região cônica do ciclone. A Fig. 4.31 mostra os isovalores da concentração de partículas na região cônica do ciclone, no plano XY.

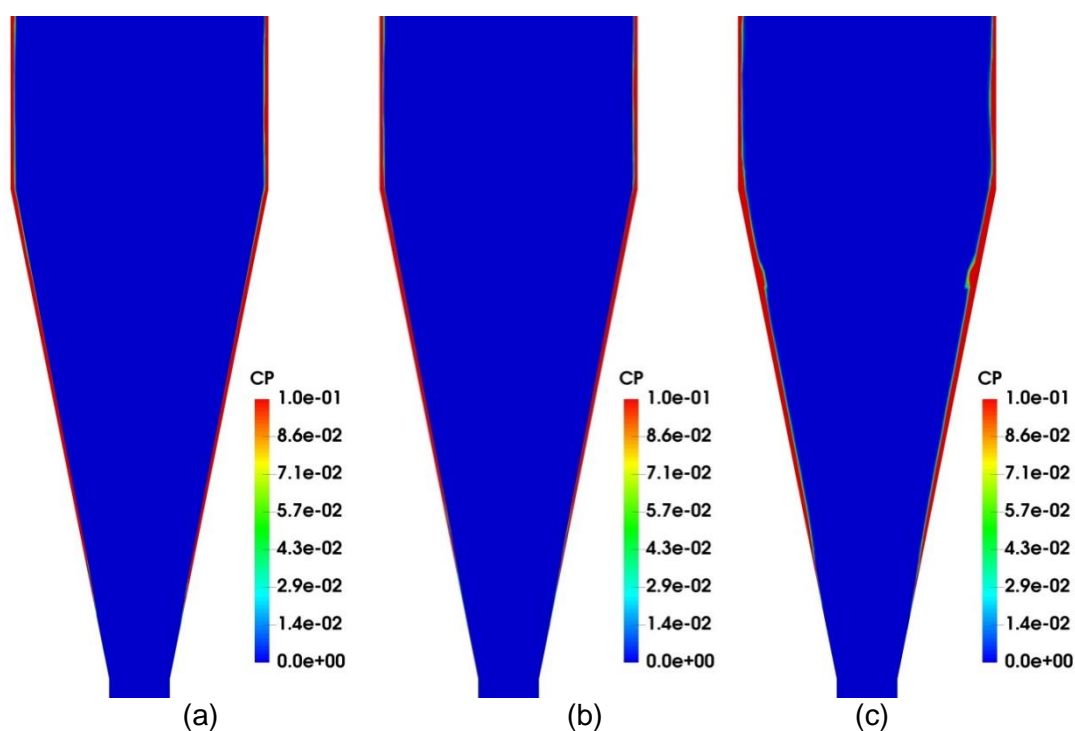


Figura 4.31. Isovalores da concentração média de partículas na região cônica do ciclone, em um plano XY, para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

Devido ao “efeito escudo”, as partículas também se concentram nas regiões um pouco mais afastadas das paredes, principalmente na região cônica no ciclone, como mostrado na Fig. 4.31(c). este é um efeito direto das colisões interpartículas, e sugere a importância de se considerar tais efeitos em uma simulação.

Como se pode inferir a partir dos resultados acima, as diferenças no comportamento das partículas obtido com os modelos de acoplamento também influenciam no desgaste erosivo. A Fig. 4.32 mostra os isovalores da razão de penetração obtidos com o acoplamento de uma, duas e quatro vias.

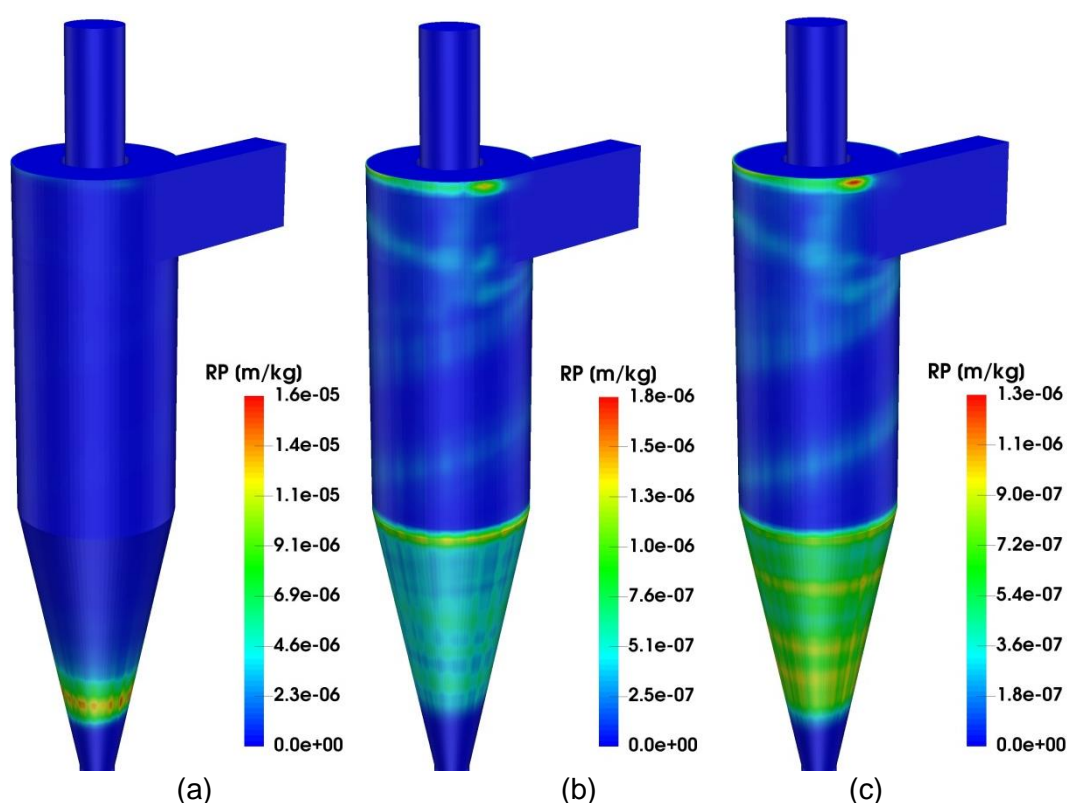


Figura 4.32. Isovalores da razão de penetração para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

O valor máximo da razão de penetração com os modelos que contemplam a influência das partículas no fluido é aproximadamente uma ordem menor do que o valor obtido com o modelo de uma via. Isto evidencia a importância de considerar os efeitos de troca de quantidade de movimento entre as fases. Evidencia-se a relevância da concentração de partículas e frequência de impacto na erosão. O “efeito escudo” influencia na erosão somente na região de maior concentração de partículas, como observado nas figuras acima.

Essencialmente, a taxa de erosão depende de três fatores para um dado par de materiais: velocidade de impacto, ângulo de impacto e frequência de colisão com as paredes, conforme pode-se constatar pelos modelos preditivos apresentados no capítulo anterior. Assim, foi avaliada a influência da interação entre as fases nos ângulos e velocidades de impacto das partículas, parâmetros fundamentais na predição do desgaste erosivo. A Fig. 4.33 mostra os isovalores do ângulo de impacto médio das partículas com as paredes e a Fig. 4.34 mostra os isovalores da velocidade média de impacto das partículas com as paredes.

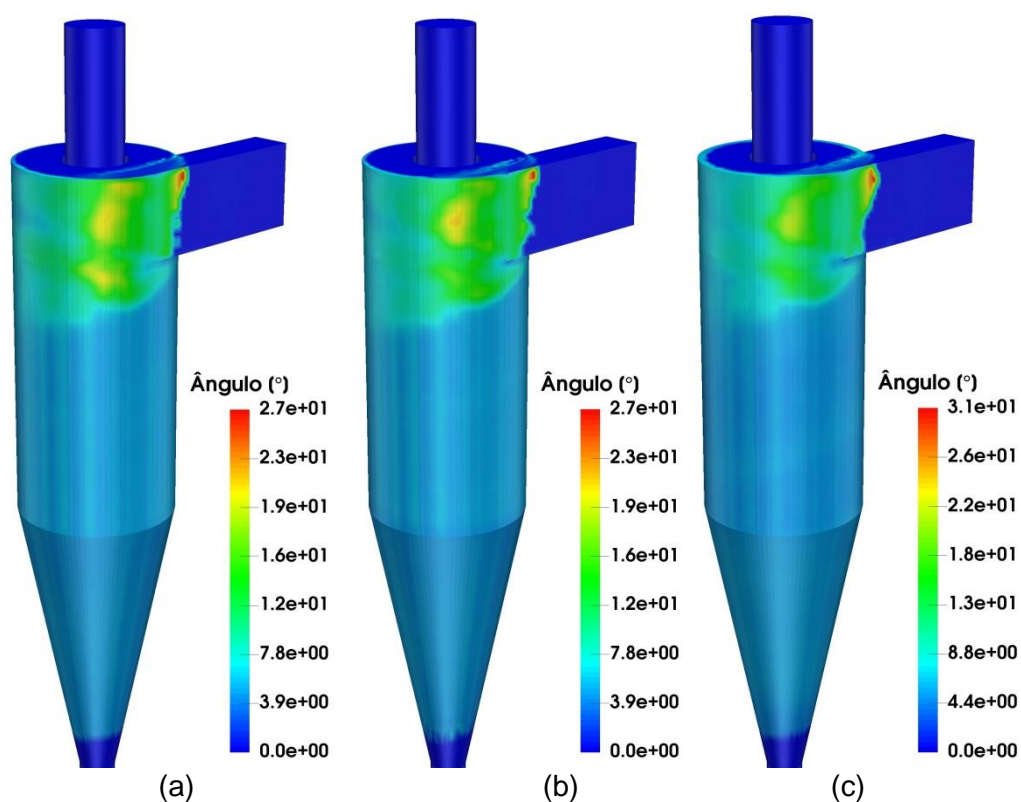


Figura 4.33. Isovalores do ângulo de impacto médio para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

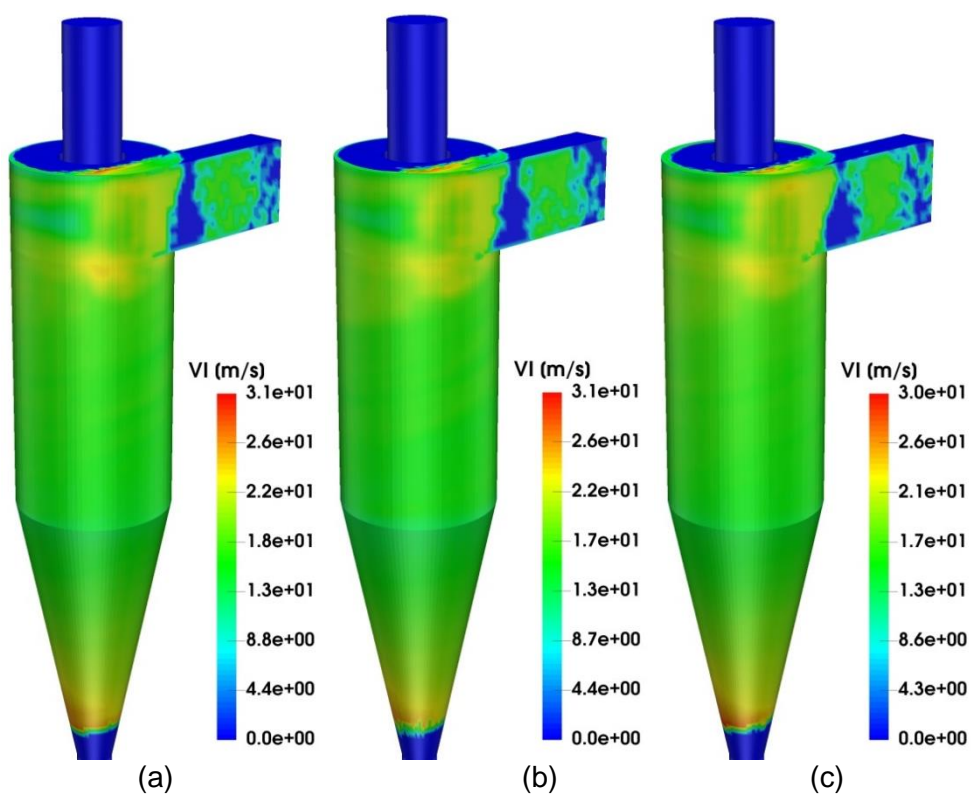


Figura 4.34. Isovalores da velocidade média de impacto para o caso com 890.000 volumes, modelo de turbulência de Smagorinsky, com acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

Observando os ângulos de impacto na Fig. 4.33, nota-se que as colisões com maiores ângulos de impacto são na região próxima à entrada do ciclone. Com valores máximos de 27° para os modelos de uma e duas vias, e 31° para o modelo com acoplamento de quatro vias. Nas demais regiões, o ângulo de impacto é menor que 10° . Para partículas de SiO_2 colidindo com alumínio, o desgaste erosivo, predito no modelo, é maior para ângulos de impacto entre 20° e 40° (Isomoto et al., 1999). Isto explica a erosão na região próxima à entrada do ciclone. Porém, a maior frequência de impactos na parte cônica do ciclone ocasiona em um maior desgaste erosivo, como mostrado na Fig. 4.32.

Com relação aos efeitos do acoplamento entre as fases, houve um pequeno aumento no ângulo de impacto médio com o modelo de quatro vias. Nos demais modelos não houve uma alteração significativa.

A velocidade média de impacto não foi influenciada de forma significativa pelos modelos de acoplamento entre o fluido e as partículas. Estas análises sugerem então que o fator de maior importância para previsão das regiões erodidas em ciclones é a frequência de impacto.

4.2.2.2. Efeitos da correlação para coeficiente de restituição

Conforme afirmado anteriormente, as correlações para o coeficiente de restituição adotadas nos resultados apresentados até o momento foram derivadas para o par areia-alumínio. Nesta seção, foi avaliada a influência das correlações para o coeficiente de restituição no comportamento das partículas, e conseqüentemente na erosão no ciclone. Os parâmetros das simulações são mostrados na Tab. 4.8

Tabela 4.8. Parâmetros utilizados nas simulações para avaliação dos coeficientes de restituição

Geometria	Com o <i>dipleg</i>
Malha	890.000 volumes
Modelo de turbulência	Smagorinsky
Modelo de acoplamento	Quatro vias
Rugosidade	$\Delta\gamma = 0^\circ$
Coeficiente de atrito	0,5

Foram avaliadas as correlações propostas por Grant e Tabakoff (1975), Forder et. al (1988), Jun e Tabakoff (1994) e Sommerfeld e Huber (1999), representadas pelas Eqs. (3.51) à (3.57). As distribuições das partículas no ciclone, no último passo de tempo calculado, obtidas com cada correlação são mostradas na Fig. 4.35, e a Fig. 4.36 mostra os isovalores da concentração de partículas.

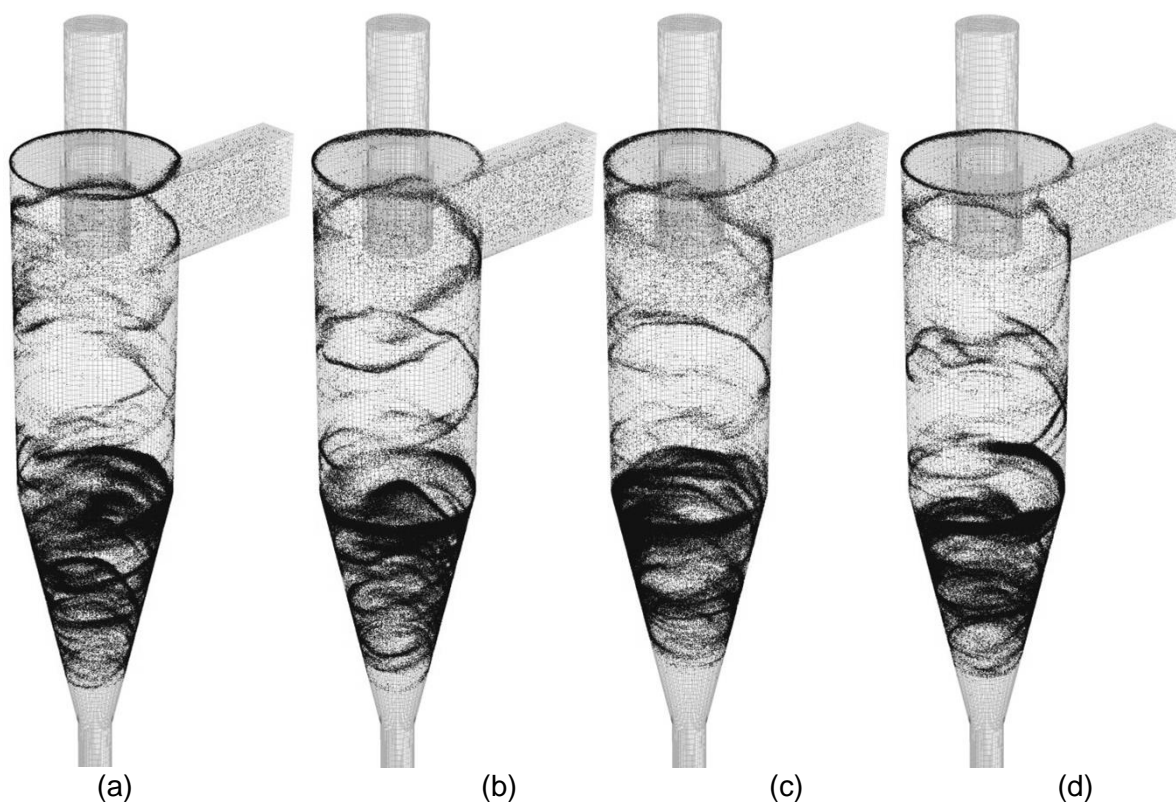


Figura 4.35. Distribuições das partículas obtida com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).

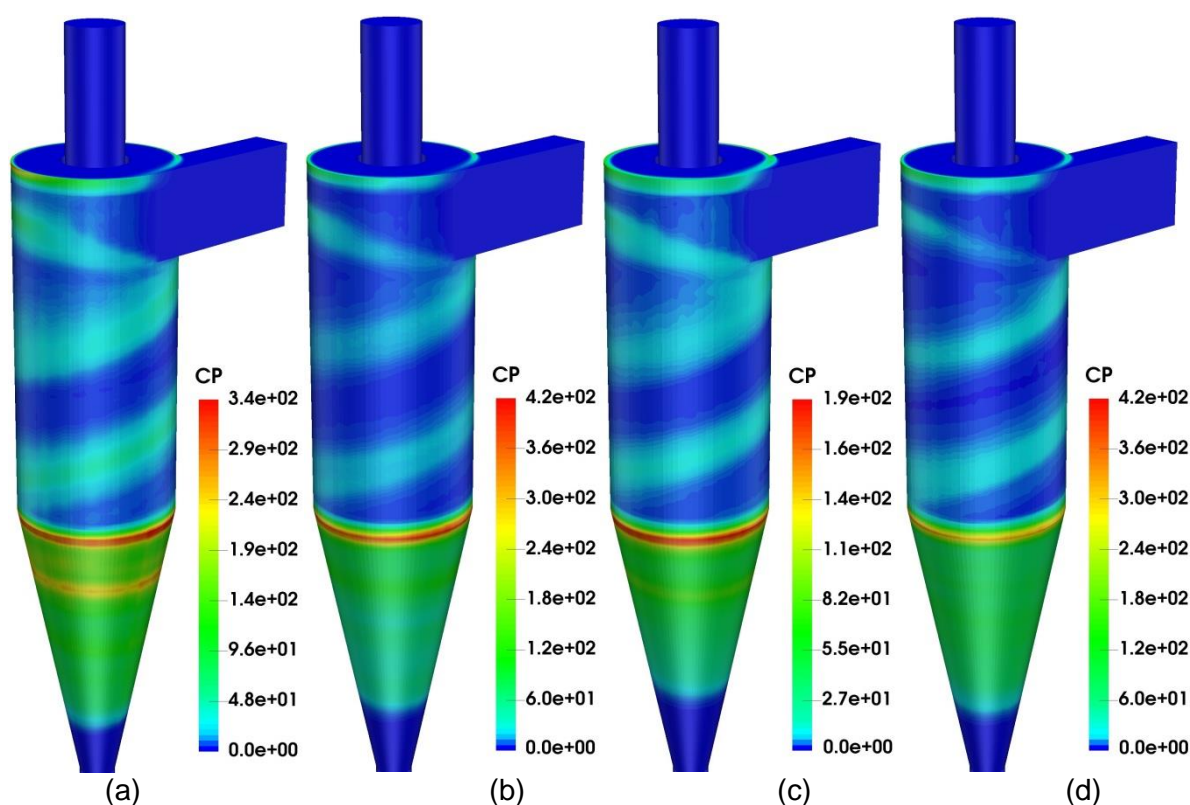


Figura 4.36. Isovalores da concentração de partículas obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).

Observando as Figs. 4.35 e 4.36, nota-se que mesmo com as diferentes correlações para o coeficiente de restituição, as partículas se acumularam na parte cônica do ciclone. Pode-se observar também que as regiões de concentração de partículas são bem semelhantes qualitativamente, entretanto há uma mudança na magnitude dos valores. A concentração de partículas na parede com as correlações de Grant e Tabakoff (1975), para SiO_2 e alumínio, e de Sommerfeld e Huber, para partículas de vidro e aço inoxidável, foram mais distribuídas ao longo do cone. Com a correlação de Forder et. al (1988), para partículas de areia e aço AISI 4130, a concentração na parede foi maior na parte superior do cone, assim como a correlação de Jun e Tabakoff (1994), para partículas de areia e aço.

A concentração de partículas na parede influencia na frequência de impacto das partículas, e consequentemente na erosão, como mostrado nos isovalores abaixo.

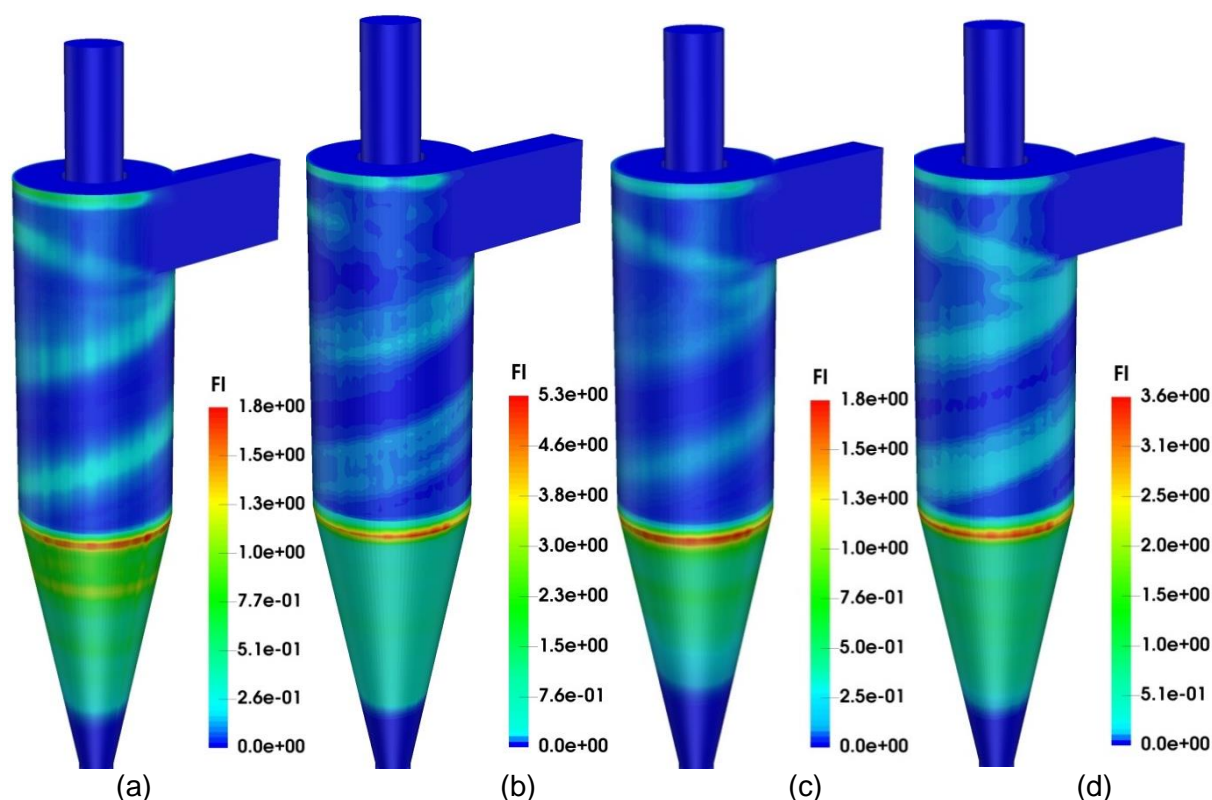


Figura 4.37. Isovalores da frequência de impacto das partículas obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).

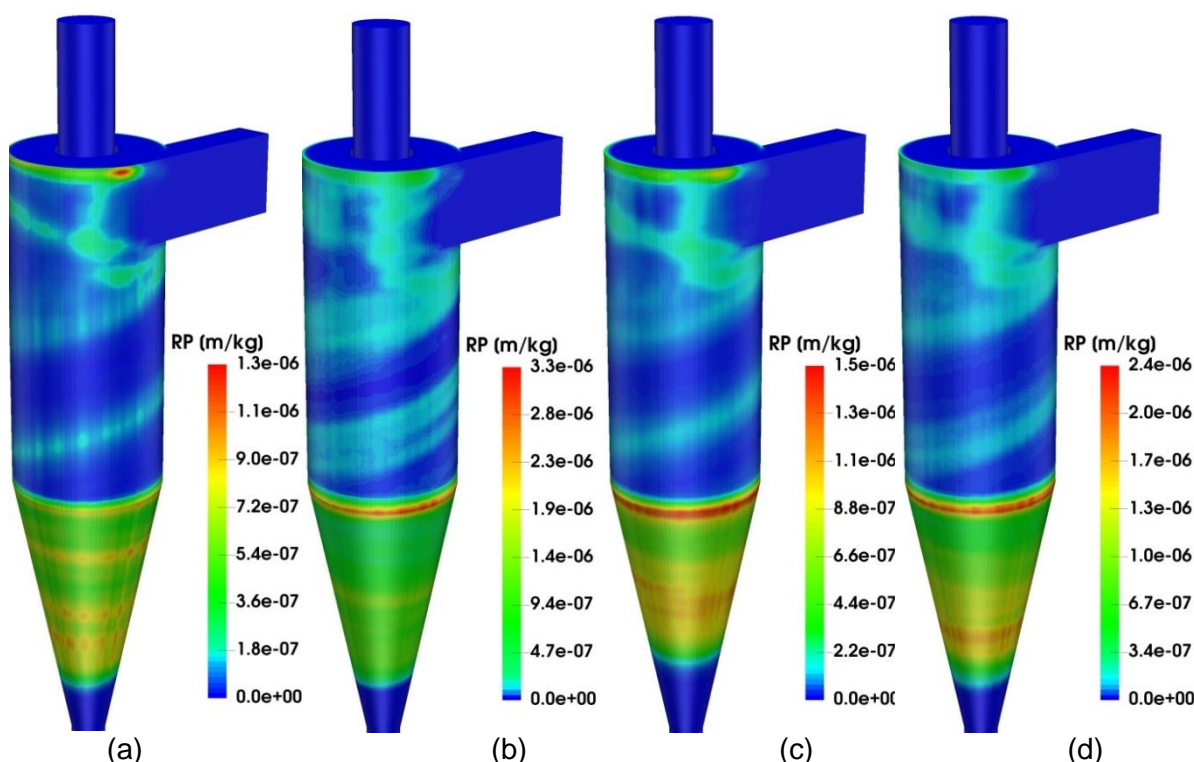


Figura 4.38. Isovalores da razão de penetração obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).

Novamente, as regiões com maior frequência de impacto são essencialmente as mesmas, o que difere é a magnitude em cada região. Com todas as correlações, a parte superior do cone sofreu mais impactos, sendo que a magnitude foi maior com o modelo proposto por Forder et. al (1988).

Os valores máximos da razão de penetração estão na mesma ordem de grandeza. As regiões mais afetadas foram a parte cônica, principalmente na parte superior, e a região próxima à entrada do ciclone. O desgaste no cone ocorreu devido à alta concentração de partículas, e consequentemente à alta frequência de impacto, como observado nos casos mostrados anteriormente. O desgaste na região próxima à entrada do ciclone ocorreu devido à alta velocidade de impacto e ao ângulo de impacto das partículas, como mostrado nas Figs. 4.39 e 4.40. Nota-se também que as magnitudes, por região, da razão de penetração mudou com as diferentes correlações para o coeficiente de restituição.

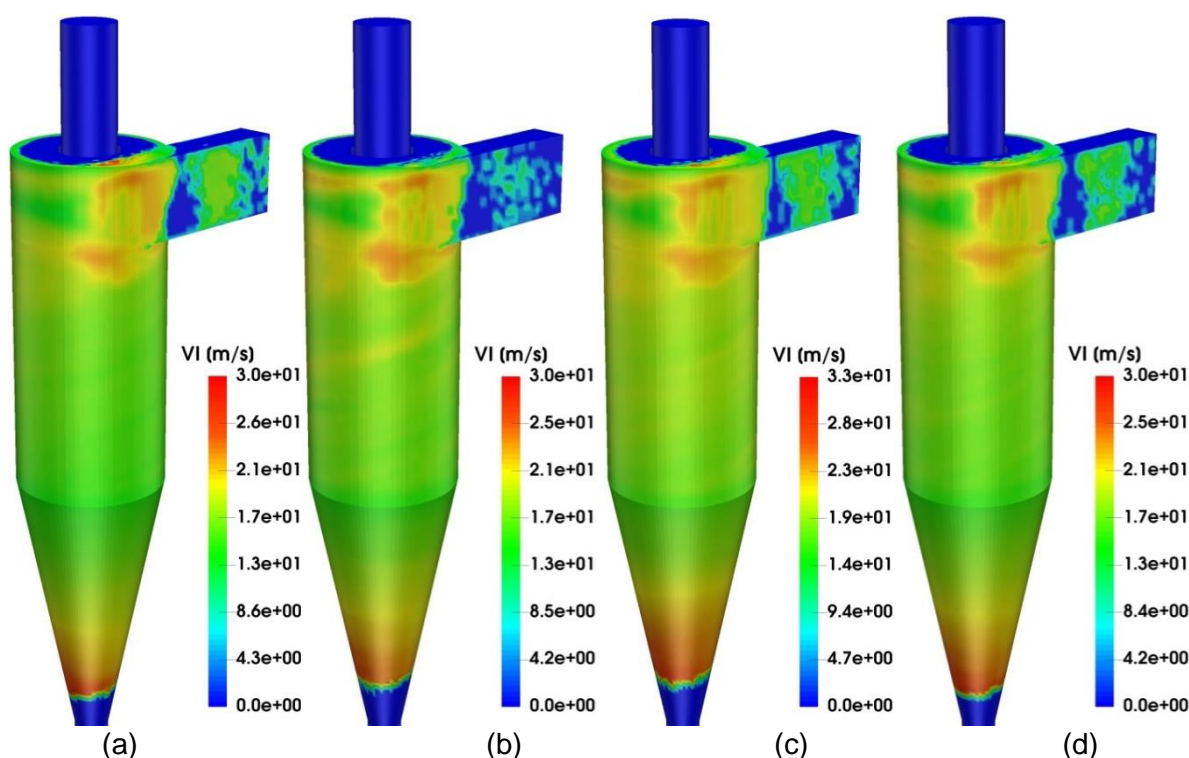


Figura 4.39. Isovalores da velocidade média de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).

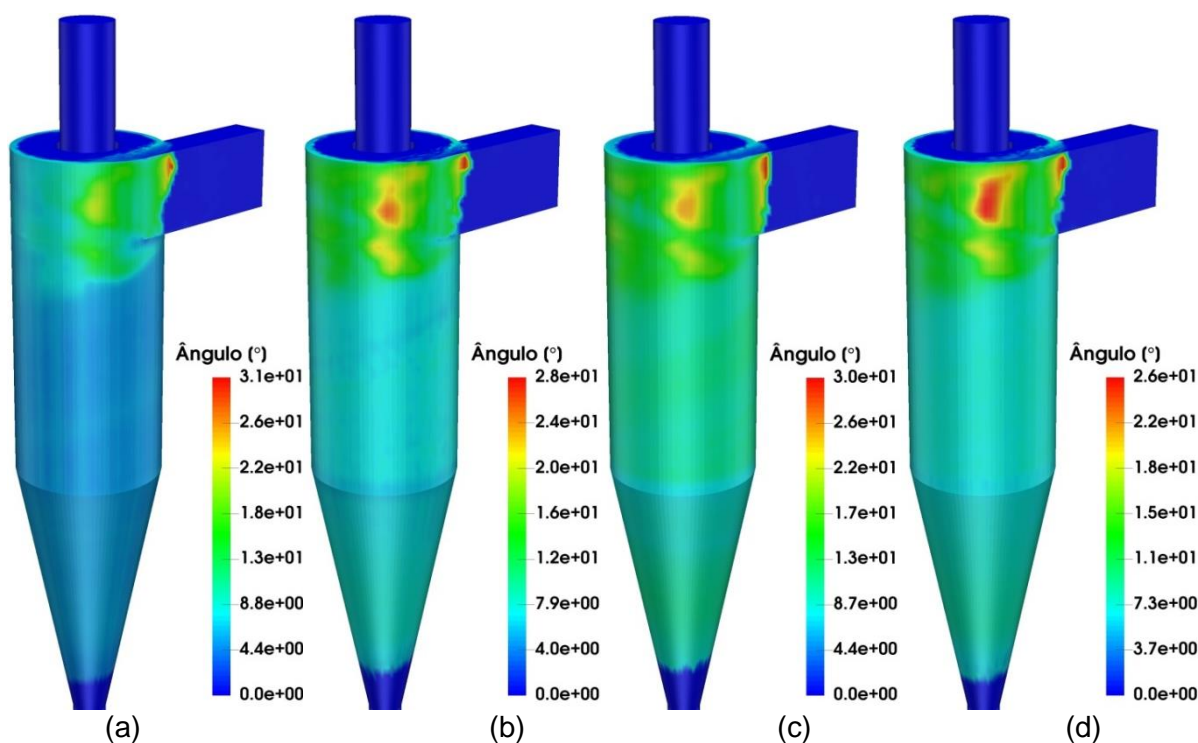


Figura 4.40. Isovalores do ângulo de impacto médio obtidos com os parâmetros da Tab. 4.8, e as correlações de restituição de Grant e Tabakoff (1975) (a), Forder et. al (1988) (b), Jun e Tabakoff (1994) (c) e Sommerfeld e Huber (1999) (d).

A região próxima à entrada do ciclone e a parte inferior do cone são as áreas com maior velocidade média de impacto, conforme indicam todas as correlações. As velocidades médias de impacto não se alteraram, significativamente, com as correlações para o coeficiente de restituição, exceto pelo modelo proposto por Jun e Tabakoff (1994), onde a velocidade média de impacto foi maior. Observando a razão de penetração, nota-se a importância da velocidade de impacto na erosão, pois as regiões com maiores velocidades de impacto sofreram os maiores desgastes, com exceção da região superior do cone, onde a principal causa foi a frequência de impacto.

Os ângulos de impacto das partículas com as paredes foram maiores na região próxima à entrada do ciclone, entre 20° e 30° . Este fator, em conjunto com a velocidade de impacto, justifica o desgaste erosivo em tal região. Nas demais regiões, os ângulos de impacto foram, em média, menores do que 10° . Com exceção do caso com o modelo de Jun e Tabakoff (1994), onde os ângulos de impacto foram ligeiramente maiores. A frequência de impacto nesta região não parece ser o fator principal na erosão.

4.2.2.3. Efeitos da rugosidade da parede

Outro fator que influencia a interação entre as partículas e a parede é a rugosidade na parede. Neste contexto, foram simulados casos com o modelo de rugosidade proposto por Sommerfeld e Huber (1999). Neste, o ângulo de impacto é variado através de uma distribuição Gaussiana com desvio-padrão $\Delta\gamma$. Foram testados desvios-padrões de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (parede lisa), $\Delta\gamma = 1^\circ$ e $\Delta\gamma = 5^\circ$. Os casos foram simulados com os parâmetros mostrados na Tab. 4.9.

Tabela 4.9. Parâmetros utilizados nas simulações para avaliação da rugosidade na parede

Geometria	Com o <i>dipleg</i>
Malha	890.000 volumes
Modelo de turbulência	Smagorinsky
Modelo de acoplamento	Quatro vias
Coeficiente de restituição	Grant e Tabakoff (1975)
Coeficiente de atrito	0,5

As Figuras 4.41 e 4.42 mostram, respectivamente, a distribuição de partículas no último passo de tempo calculado e os isovalores da concentração de partículas, variando a rugosidade na parede.

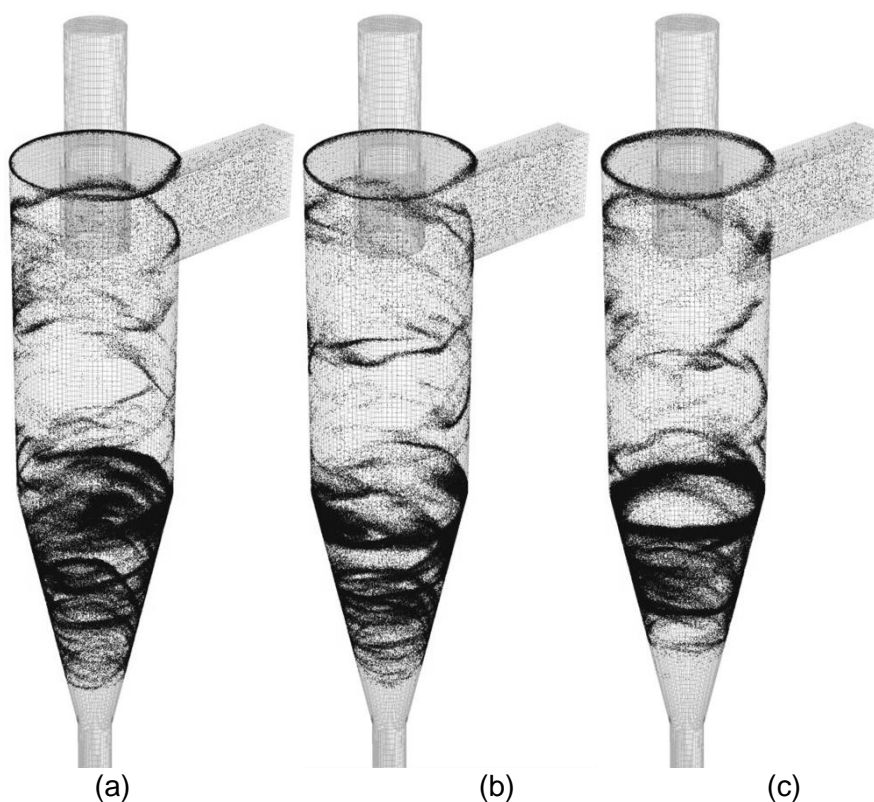


Figura 4.41. Distribuições das partículas obtidas com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).

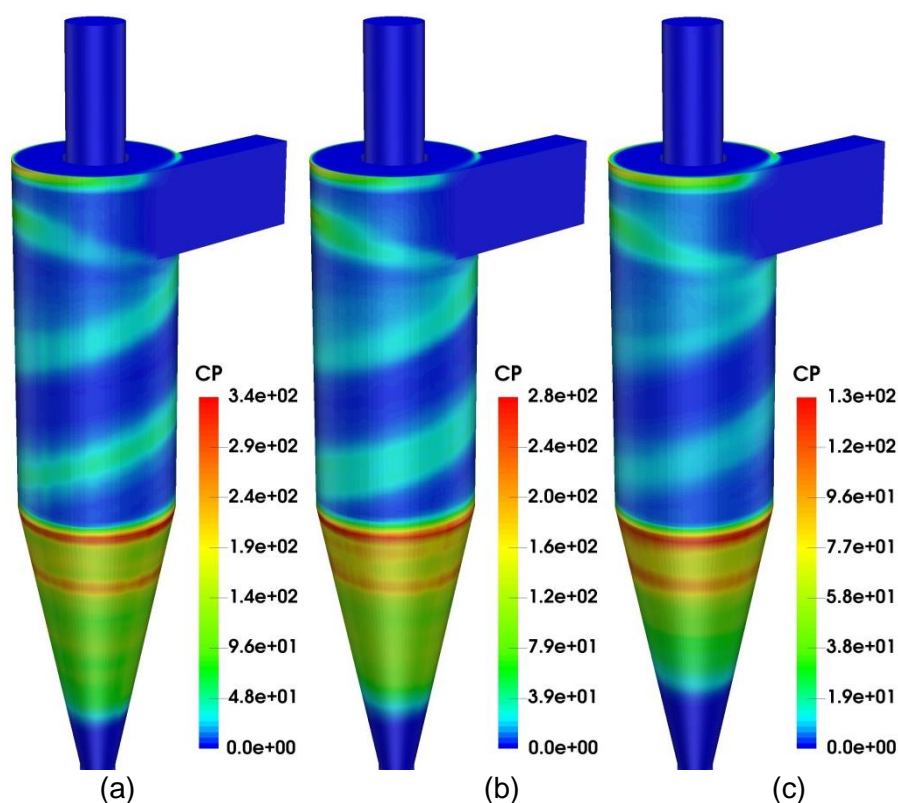


Figura 4.42. Isovalores da concentração de partículas obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).

Observando as Figs. 4.41 e 4.42, nota-se que o aumento da rugosidade diminui a concentração de partículas na parede. Também é possível observar que as partículas se concentram em uma faixa menor do cone, principalmente no caso com $\Delta\gamma = 5^\circ$. Este resultado pode ser explicado com base nas observações de Laín e Sommerfeld (2008) para o canal horizontal: uma parede mais rugosa implica em maior dispersão das partículas, já que os ângulos de reflexão variam mais. Com isto, menos partículas tendem a se concentrar nas regiões próximas às paredes.

A Figura 4.43 mostra os isovalores da frequência de impacto, variando a rugosidade na parede.

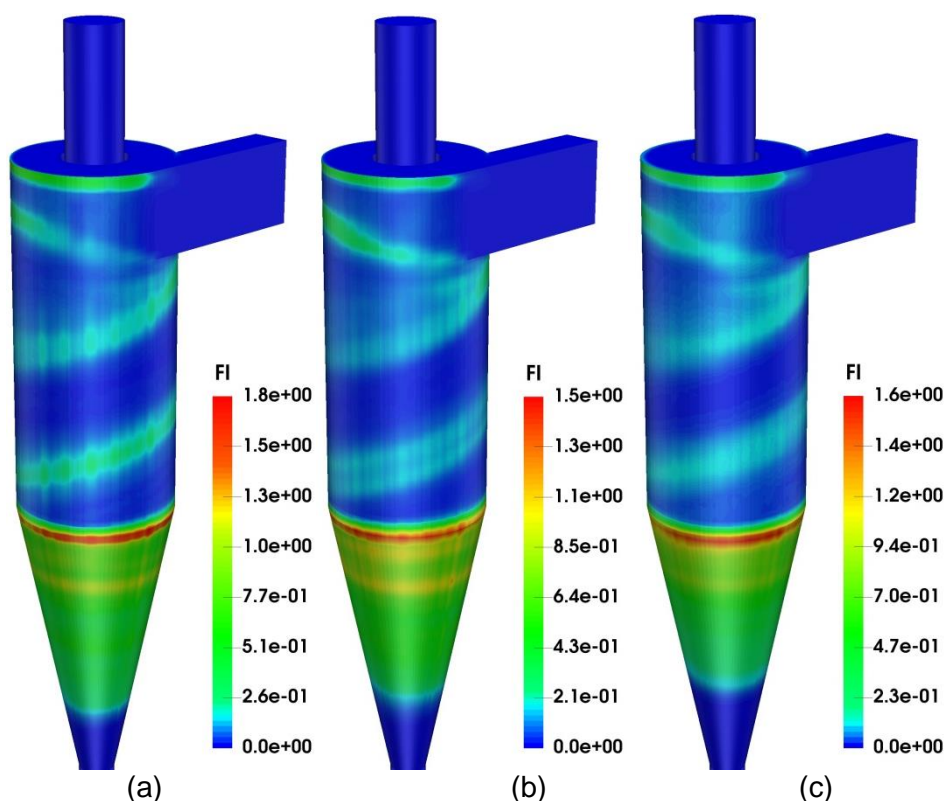


Figura 4.43. Isovalores da frequência de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).

Apesar da alteração na concentração de partículas, o aumento da rugosidade não causou variações consideráveis na frequência de impacto das partículas com as paredes, com exceção da parte inferior do cone e da órbita na parte superior do cone, que para o caso com $\Delta\gamma = 5^\circ$ tem uma maior frequência de impacto.

A Figura 4.44 mostra os isovalores da razão de penetração, variando a rugosidade na parede.

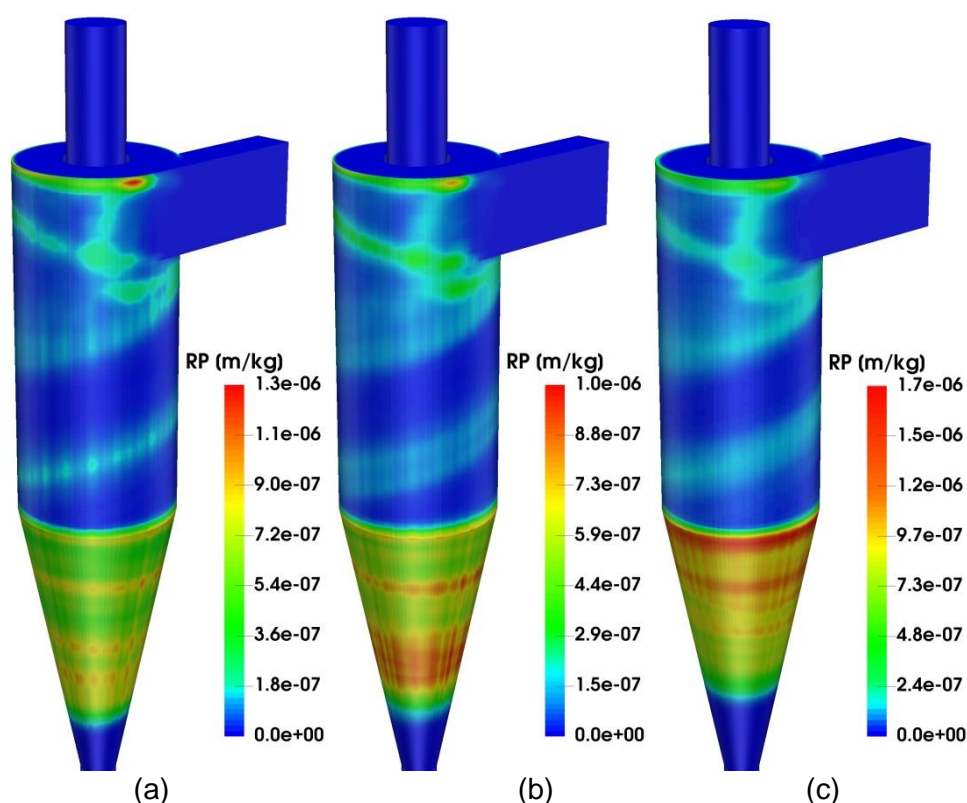


Figura 4.44. Isovalores da razão de penetração obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).

Como a frequência de impacto na parte cônica aumentou com o incremento da rugosidade, o desgaste erosivo em tal região também foi maior, principalmente no caso com $\Delta\gamma = 5^\circ$. Também é possível observar que a razão de penetração diminui levemente na parte cilíndrica do ciclone, pois, como mostrado nas Figs. 4.42 e 4.43, a concentração de partículas e a frequência de impactos diminui também com o aumento da rugosidade. O efeito da dispersão das partículas no cilindro é evidenciado pela concentração de partículas no interior do ciclone, como mostrado pelos isovalores da concentração de partículas no plano XY na Fig. 4.45. Nota-se que a concentração de partículas na região mais afastada da parede aumenta com o incremento da rugosidade.

As Figuras 4.46 e 4.47 mostram, respectivamente, a velocidade média de impacto e o ângulo de impacto médio das partículas com as paredes, variando a rugosidade na parede do ciclone.

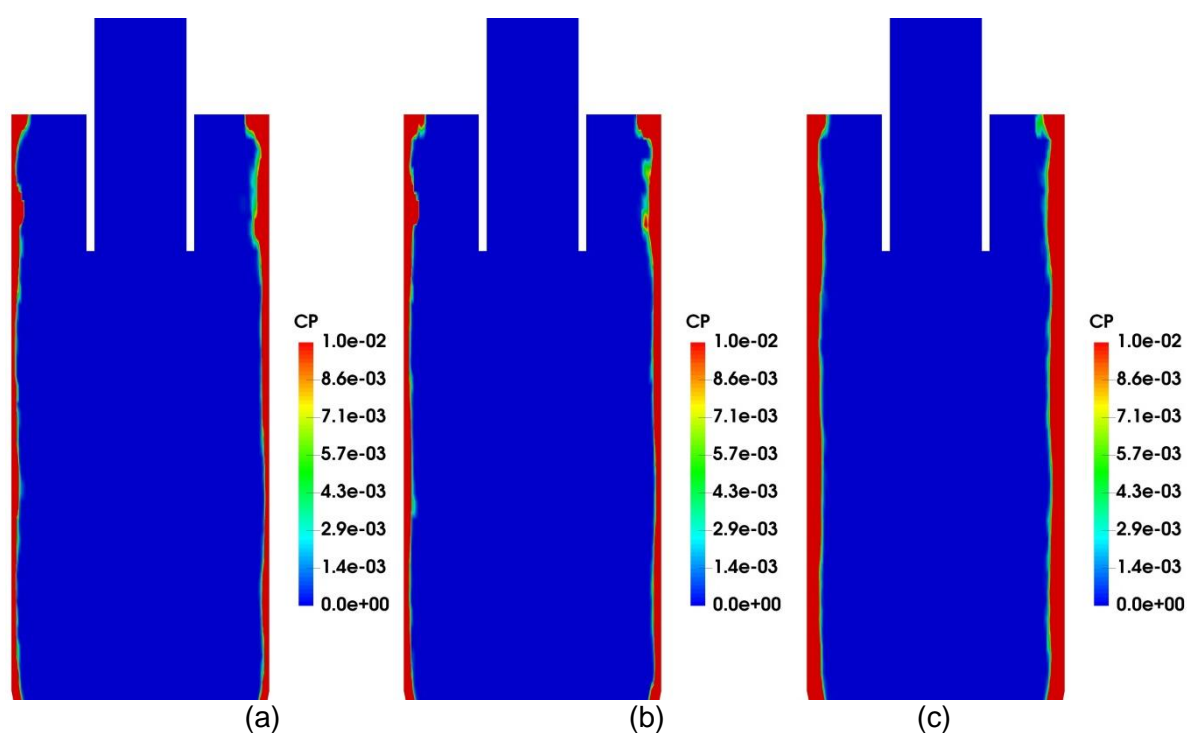


Figura 4.45. Isovalores da concentração de partículas, em um plano XY no cilindro do ciclone, obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).

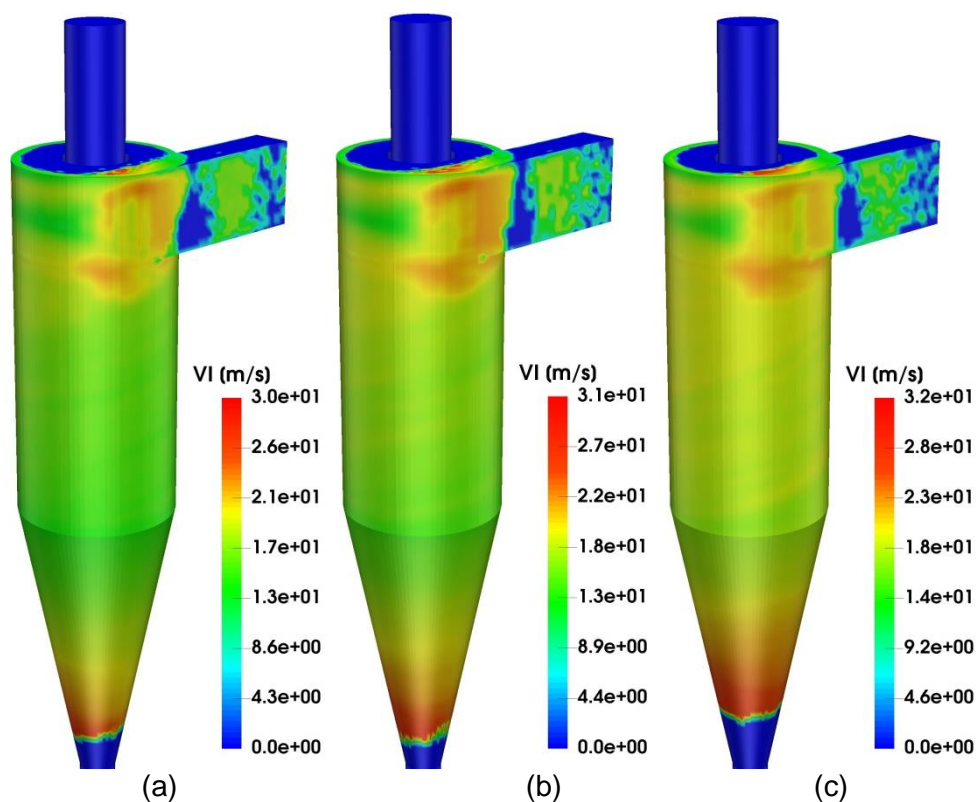


Figura 4.46. Isovalores da velocidade média de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).

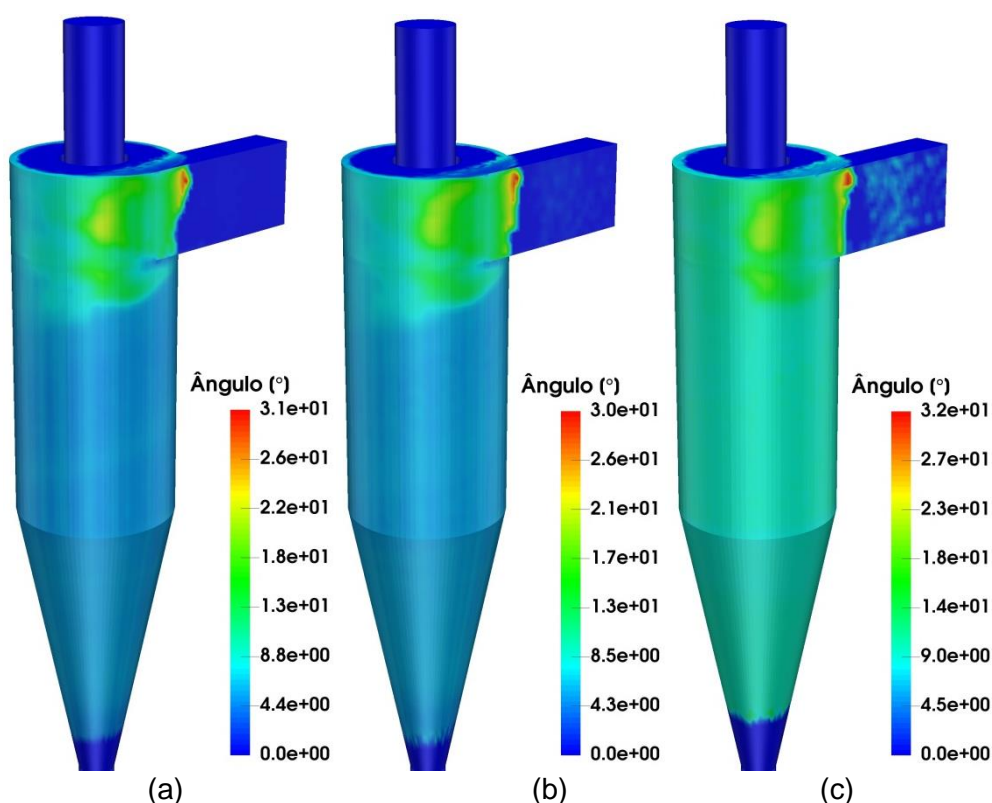


Figura 4.47. Isovalores do ângulo de impacto médio obtidos com os parâmetros da Tab. 4.9 e rugosidade de $\Delta\gamma = 0^\circ$ (a), $\Delta\gamma = 1^\circ$ (b) e $\Delta\gamma = 5^\circ$ (c).

A velocidade média de impacto teve um leve acréscimo com o aumento da rugosidade na parede, tanto no cone como no cilindro do ciclone, efeito também observado no ângulo de impacto médio das partículas com as paredes. Tais efeitos também podem ter contribuído para a diferença na razão de penetração.

4.2.2.4. Efeitos do coeficiente de atrito

Durante a colisão de uma partícula com a parede, esta pode deslizar ou não. Caso a partícula deslize, haverá atrito entre ela e a parede, efeito modelado pelas Eqs. (3.47) e (3.48). Como não foi encontrado na literatura um coeficiente de atrito para partículas de catalisadores e gesso, foram avaliados dois coeficientes de atrito: 0,5 e a correlação proposta por Sommerfeld e Huber (1999) que depende do ângulo de impacto (Eq. 3.58). Os parâmetros utilizados nas simulações para avaliação do coeficiente de atrito estão na Tab. 4.10. As Figs. 4.48 e 4.49 mostram, respectivamente, a distribuição das partículas e os isovalores da concentração de partículas na parede, variando o coeficiente de atrito.

Tabela 4.10. Parâmetros utilizados nas simulações para avaliação do coeficiente de atrito

Geometria	Com o <i>dipleg</i>
Malha	890.000 volumes
Modelo de turbulência	Smagorinsky
Modelo de acoplamento	Quatro vias
Coeficiente de restituição	Grant e Tabakoff (1975)
Rugosidade	$\Delta\gamma = 0^\circ$

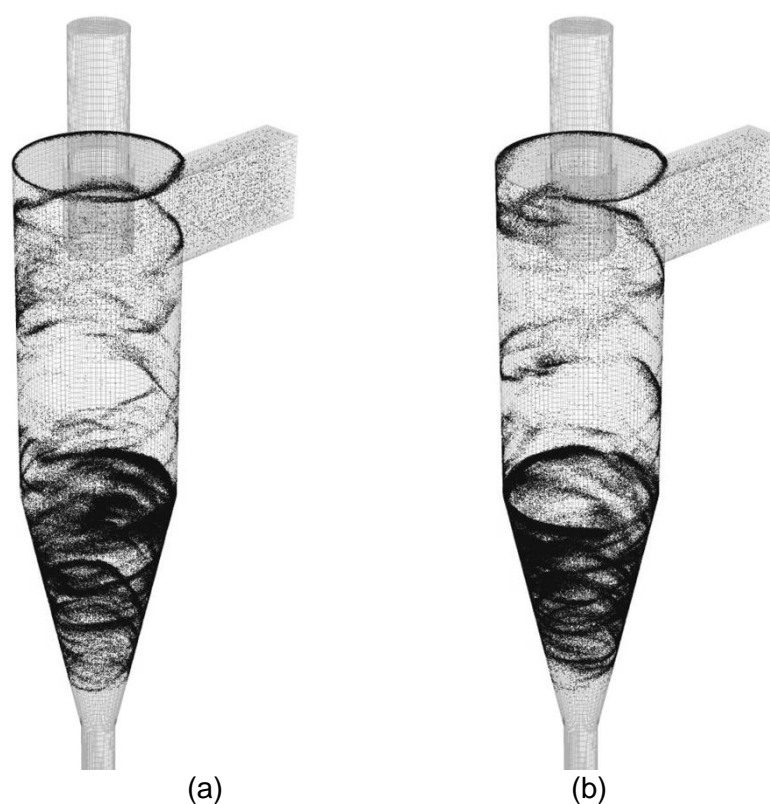


Figura 4.48. Distribuições das partículas obtidas com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).

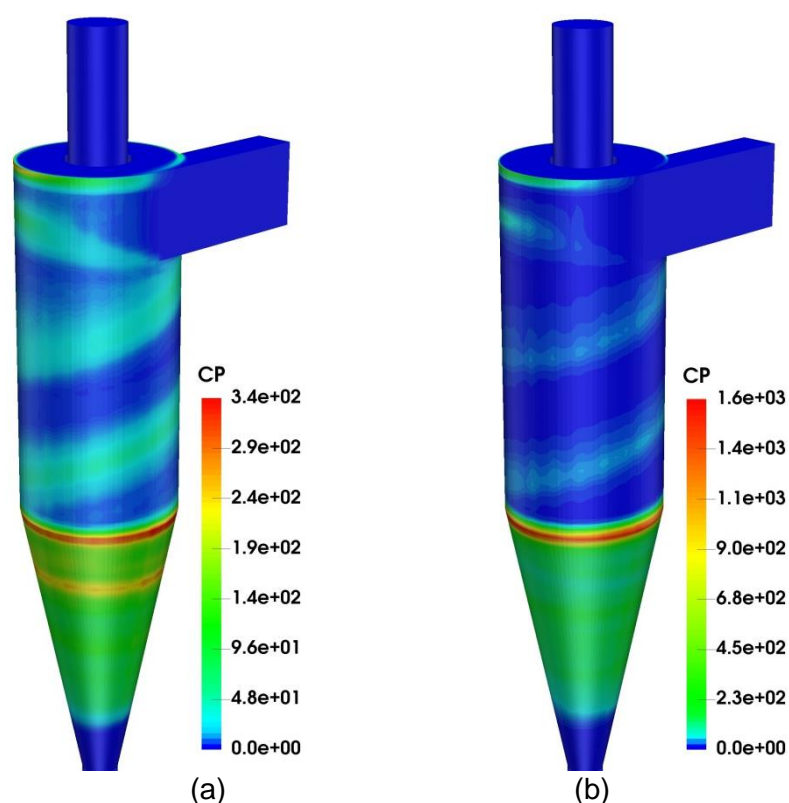


Figura 4.49. Isovalores da concentração de partículas na parede obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).

Mesmo alterando o coeficiente de atrito, as partículas não se movimentaram em direção à saída inferior do ciclone, conforme o esperado. Isto mostra que os modelos que contemplam a interação entre o fluido e as partículas (uma, duas e quatro vias) e os modelos que contemplam os efeitos do impacto das partículas com as paredes (restituição, rugosidade e atrito), não alteram o significativamente o comportamento médio das partículas no ciclone.

Em relação ao coeficiente de atrito, nota-se que a concentração de partículas na parede alterou significativamente com a correlação para o coeficiente de atrito proposta por Sommerfeld e Huber (1999). Os valores são maiores em comparação com os resultados obtidos com coeficiente de atrito de 0,5, principalmente na órbita de acumulo de partículas. A concentração de partículas no interior do ciclone também ficou bem diferente, como mostrado pelos isovalores da concentração de partículas em um plano XY na Fig. 4.50.

As Figuras 4.51 e 4.52 mostram, respectivamente, os isovalores da frequência de impacto por passo de tempo e da razão de penetração, variando o coeficiente de atrito.

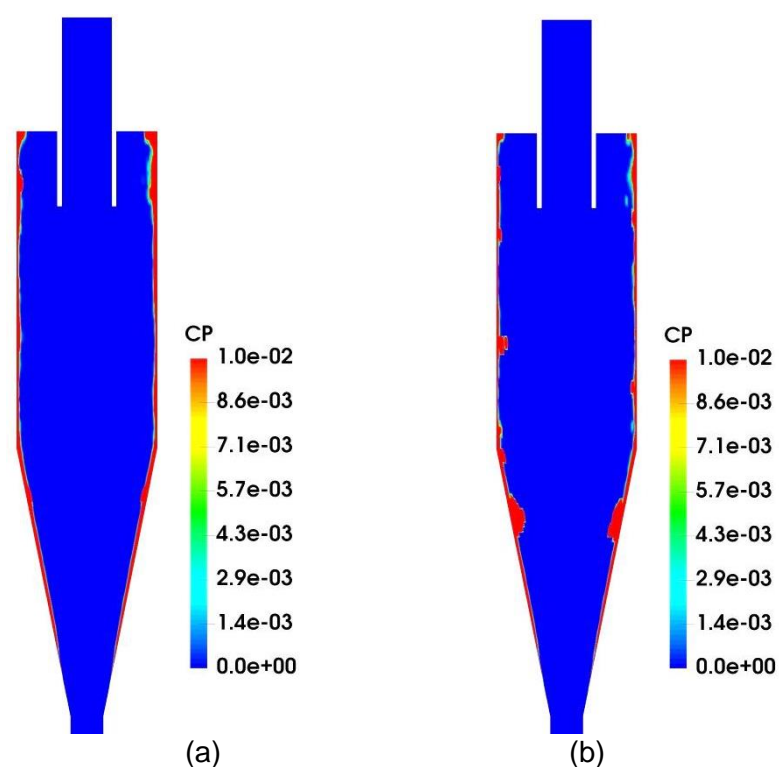


Figura 4.50. Isovalores da concentração de partículas em um plano XY obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).

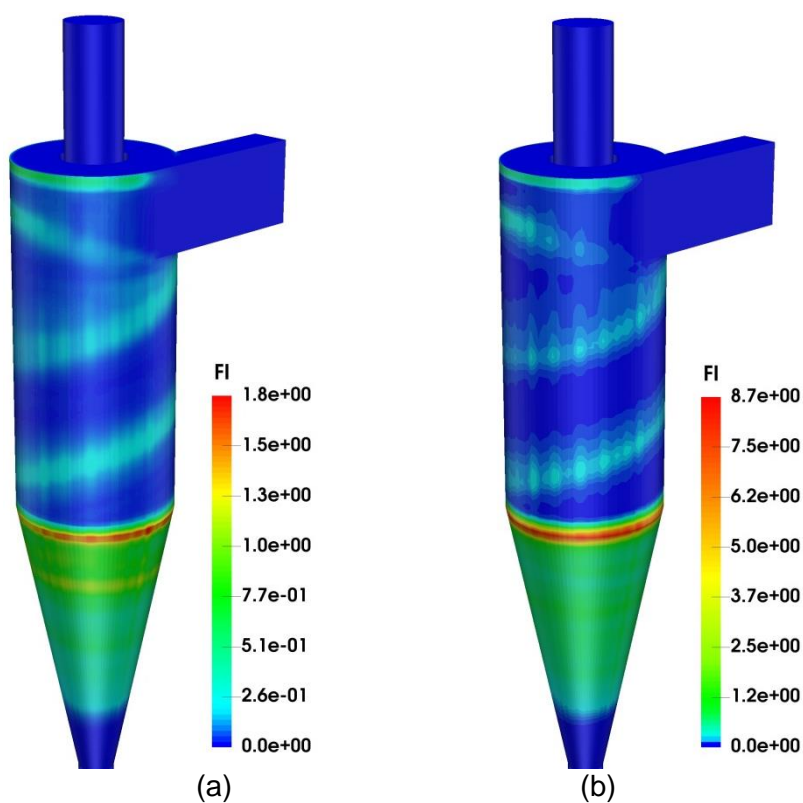


Figura 4.51. Isovalores da frequência de impacto na parede obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).

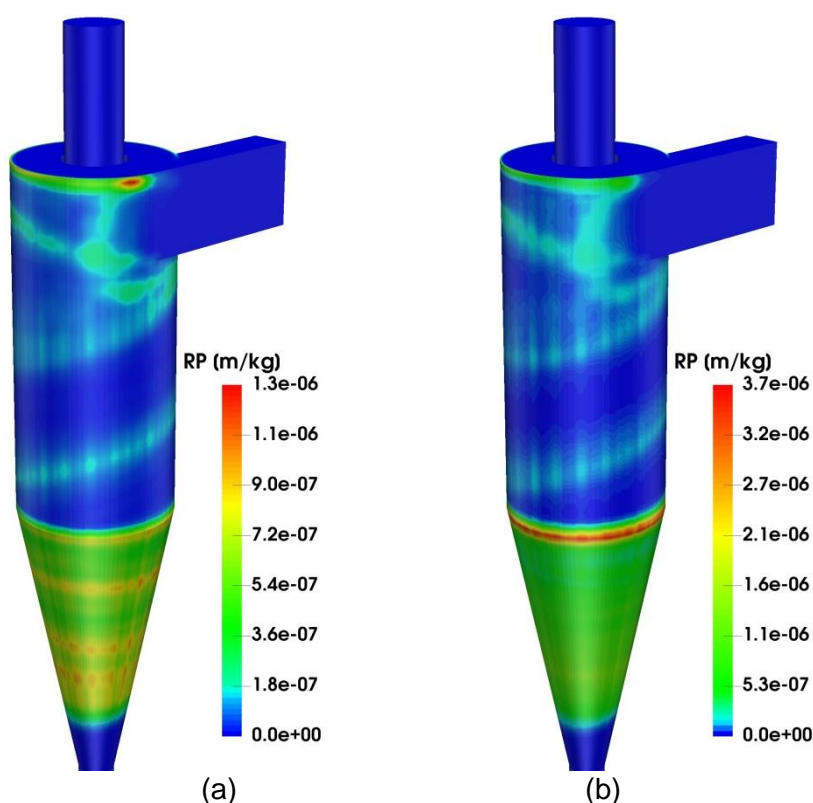


Figura 4.52. Isovalores da razão de penetração obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).

A frequência de impacto na região superior do cone com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) foi quase cinco vezes maior do que o valor obtido em tal região com o coeficiente de atrito de 0,5. Este comportamento reflete na razão de penetração, onde o desgaste obtido com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) é maior.

Também foi avaliada a influência do coeficiente de atrito na velocidade e ângulo de impacto das partículas com as paredes. As Figs. 4.53 e 4.54 mostram os isovalores da velocidade média de impacto e do ângulo médio de impacto, na parede, variando o coeficiente de atrito.

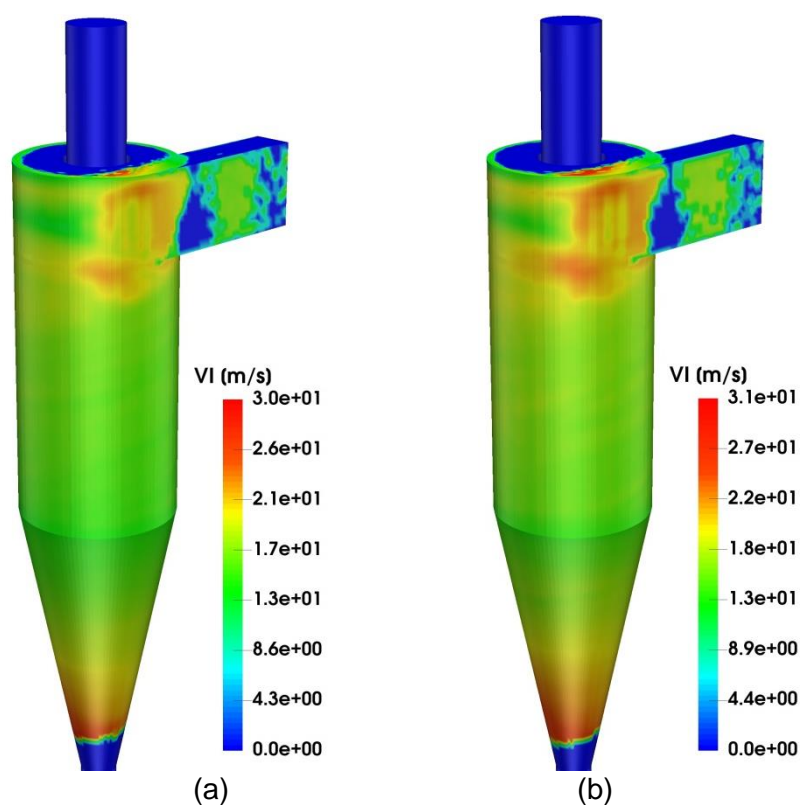


Figura 4.53. Isovalores da velocidade média de impacto obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).

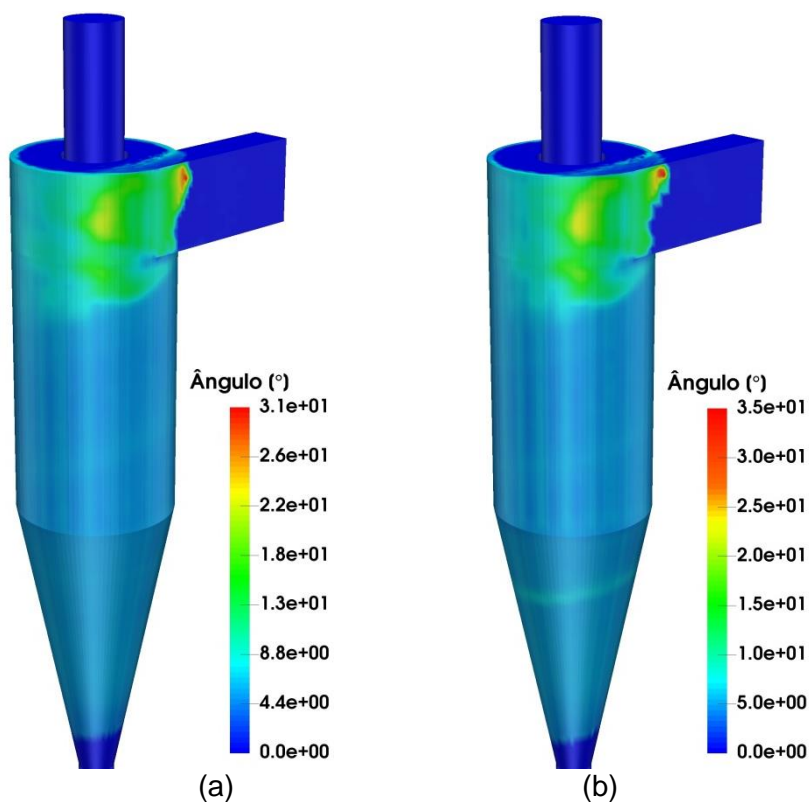


Figura 4.54. Isovalores do ângulo de impacto médio obtidos com os parâmetros da Tab. 4.10, coeficiente de atrito de 0,5 (a) e com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999) (b).

A velocidade média de impacto não teve alterações consideráveis. Contudo, o ângulo de impacto médio teve um aumento com a correlação de Sommerfeld e Huber (1999), como mostrado na Fig. 4.54.

Estas análises evidenciam a importância, para a previsão precisa da erosão em ciclones, do valor do fator de atrito para o par de materiais envolvidos, tanto o valor estático quanto o dinâmico. Neste sentido, estudos futuros devem considerar a medição desta propriedade.

4.2.2.5. Resultados com o modelo de turbulência RSM

O escoamento no ciclone com a extensão do *dipleg* também foi solucionado com o modelo RSM com o intuito de verificar a influência do *dipleg* nos resultados. Entretanto, devido à dificuldade de convergência, a malha utilizada não possui refinamento na parede. A Tab. 4.11 mostra os parâmetros utilizados nas simulações

Tabela 4.11. Parâmetros utilizados nas simulações para avaliação do modelo RSM.

Geometria	Com o <i>dipleg</i>
Malha	860.000 volumes
Coeficiente de restituição	Grant e Tabakoff (1975)
Rugosidade	$\Delta\gamma = 0^\circ$
Coeficiente de atrito	0,5

Como não houve tanta discrepância entre os resultados obtidos com os modelos de uma e quatro vias utilizando a modelagem RSM no caso sem o *dipleg*, foi utilizado somente o modelo de uma via para simular o caso com o *dipleg*.

A Figura 4.55 mostra a distribuição de partículas no último passo de tempo calculado, com o modelo de turbulência RSM.

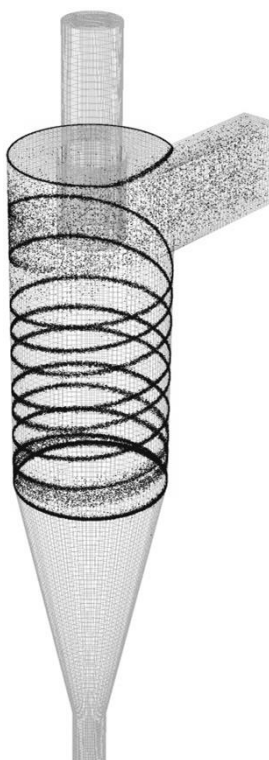


Figura 4.55. Distribuições das partículas obtidas com os parâmetros da Tab. 4.11, acoplamento de uma via.

A distribuição de partículas com a modelagem URANS foi bem similar nos casos com e sem o *dipleg*, as partículas se movimentaram em uma espiral bem definida, acumulando em uma órbita na região superior do cone. Tal efeito ocorre devido ao equilíbrio de forças na direção axial do ciclone, como explicado anteriormente.

Como o modelo de turbulência RSM implementado no código UNSCYFL3D considera funções de parede, todas as simulações utilizando o modelo foram realizadas em malhas sem refinamento na região de camada-limite. No entanto, não foi possível simular casos com refinamento na parede devido à dificuldade de convergência do modelo. O efeito do refinamento na parede foi investigado com o modelo de Smagorinsky, mostrado a seguir.

4.2.2.6. Efeitos do refinamento próximo à parede ($y^+ < 2$)

Comparando os resultados dos ciclones com e sem o *dipleg* com a modelagem LES, nota-se que o comportamento das partículas é diferente. No caso sem o *dipleg* as partículas se acumulam na região inferior no cone, enquanto no caso com o *dipleg* as partículas se acumulam em uma região mais próxima à base do cone. Além da diferença da diferença geométrica, o adimensional y^+ da malha sem o *dipleg* é menor. Neste contexto, foram simulados casos no ciclone com o *dipleg* e modelagem LES com uma malha mais refinada,

principalmente na parede do ciclone. Tal malha possui aproximadamente 1.800.000 volume hexaédricos. A Fig. 4.56 mostra os isovalores do adimensional y^+ na parede do ciclone.

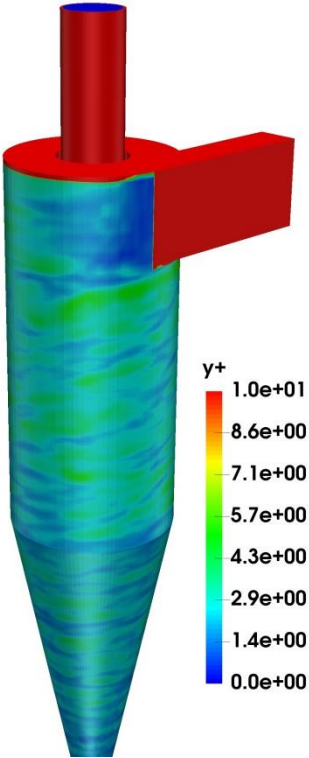


Figura 4.56. Isovalores do y^+ obtidos com a malha de 1.800.000 volumes.

O valor do y^+ médio na região de interesse (cilindro e cone) foi de aproximadamente 2. Com esta malha, foi avaliada a influência dos modelos de acoplamento entre as fases. A Tab. 4.12 mostra os parâmetros utilizados nas simulações.

Tabela 4.12. Parâmetros utilizados nas simulações com a malha mais refinada.

Geometria	Com o <i>dipleg</i>
Malha	1.800.000 volumes
Modelo de turbulência	Smagorinsky
Coefficiente de restituição	Grant e Tabakoff (1975)
Rugosidade	$\Delta\gamma = 0^\circ$
Coefficiente de atrito	0,5

A Figura 4.57 mostra a distribuição de partículas no último passo de tempo calculado, para os diferentes modelos de acoplamento entre as fases.

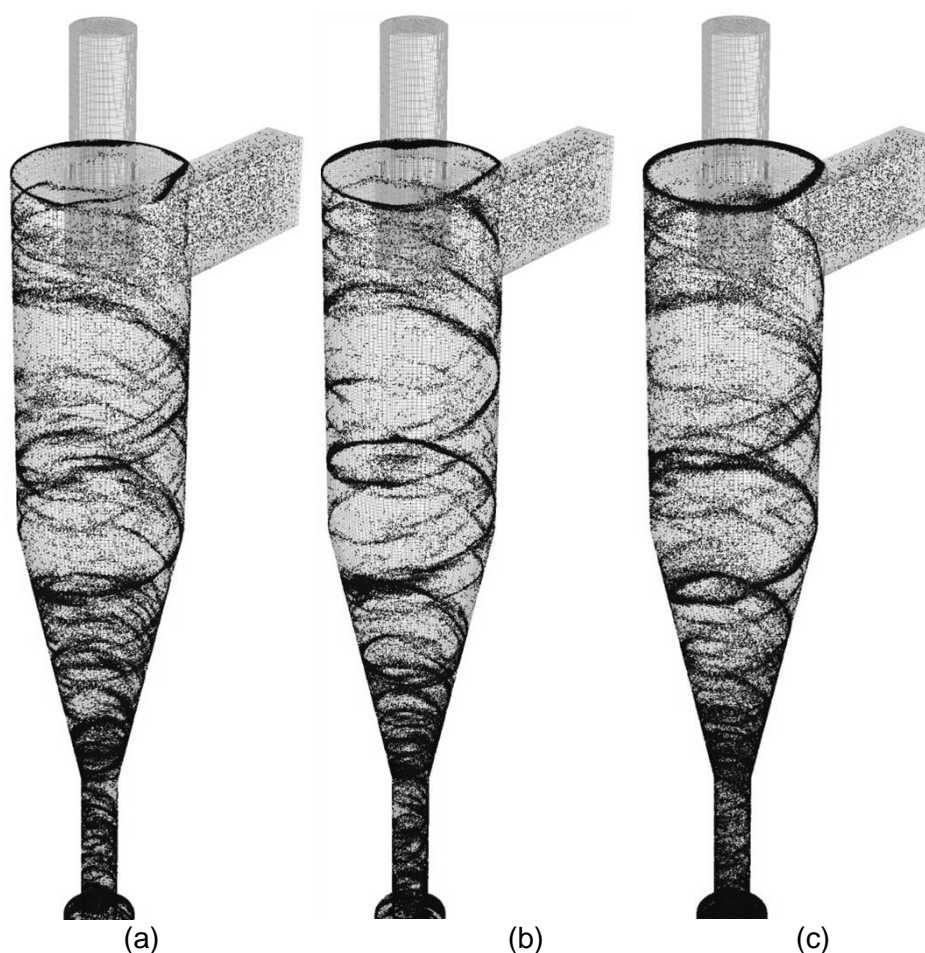


Figura 4.57. Distribuição das partículas para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

O refinamento da malha altera consideravelmente o comportamento das partículas no interior do ciclone. Em todos os casos, as partículas se movimentaram em direção ao coletor, conforme o esperado para um ciclone de segundo estágio de uma unidade de FCC (Karri et al., 2011). Estes resultados mostram a importância da solução correta do escoamento na camada limite no ciclone para a predição do comportamento das partículas. Embora em vários trabalhos tenha se mostrado que a predição do escoamento é bem menos afetada por este refinamento, o mesmo provou-se essencial para a previsão precisa do movimento das partículas.

As Figuras 4.58 e 4.59 mostram os isovalores da concentração de partículas e a frequência de impacto na parede do ciclone, para os diferentes modelos de acoplamento entre as fases. Para visualizar melhor a diferença entre os resultados, os limites dos isovalores foram padronizados.

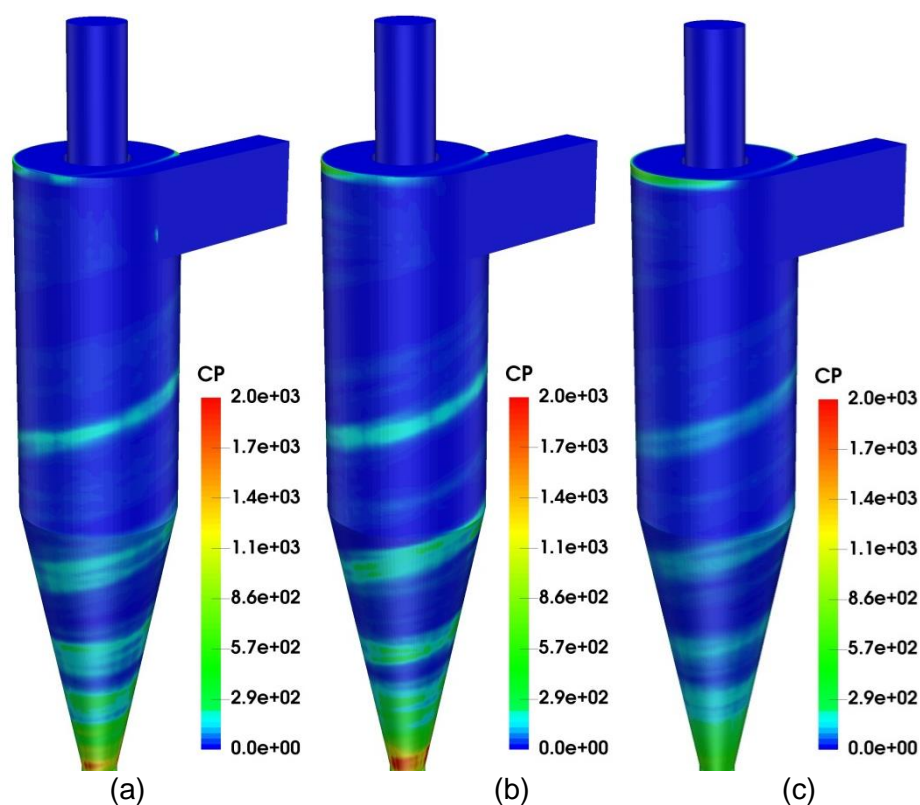


Figura 4.58. Isovalores da concentração de partículas para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

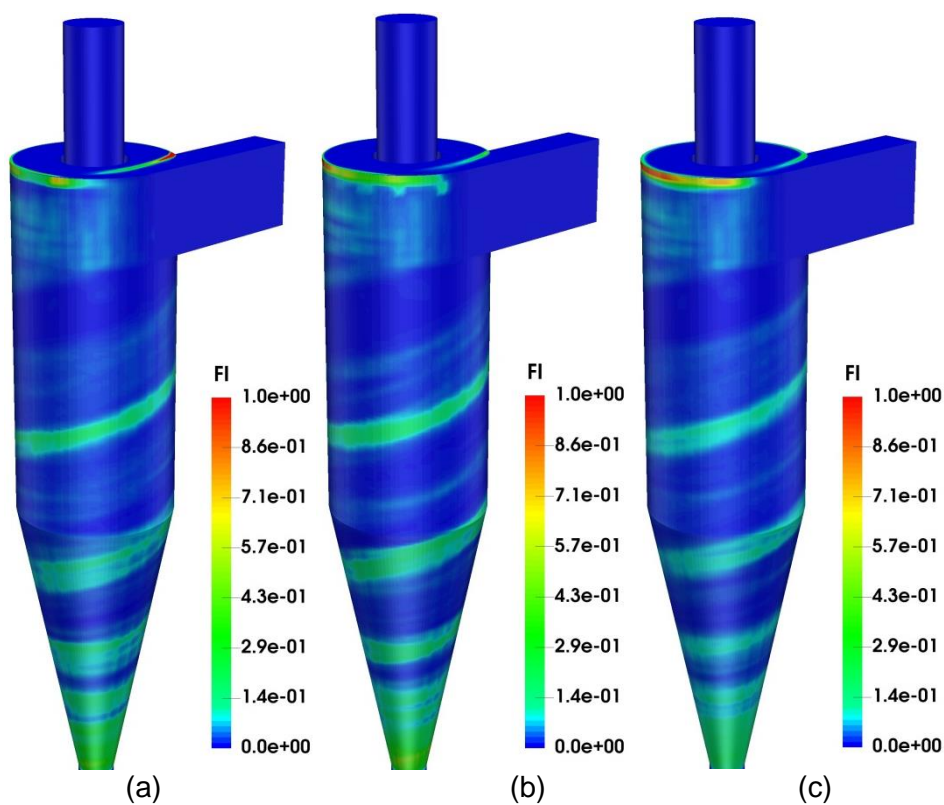


Figura 4.59. Isovalores da frequência de impacto para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

As regiões com maior concentração de partículas são a parte inferior do cone e o topo do cilindro. O acúmulo de partículas na parte inferior do cone ocorre devido ao aumento da velocidade angular e diminuição da componente axial da velocidade das partículas, um efeito esperado para a geometria analisada devido à diminuição progressiva do raio do cone. Entretanto, o acúmulo de partículas no topo do ciclone não condiz com os experimentos. Tal efeito provavelmente ocorre devido à resolução da malha na parede superior do cilindro. O valor de y^+ nesta região foi superior a 10 (Fig. 4.56). Este acúmulo de partículas na região superior do cone mostra a sensibilidade das partículas ao escoamento na camada limite.

As regiões com maiores concentração e frequência de impacto se alteraram com os diferentes modelos para acoplamento entre as fases. Todavia, pode-se notar que tanto a concentração de partículas quanto a frequência de impactos diminuíram com o modelo que contempla o impacto entre partículas (acoplamento de quatro vias), evidenciando o “efeito escudo” discutido anteriormente. A Fig. 4.60 mostra a concentração de partículas no interior do ciclone através dos isovalores em um plano XY

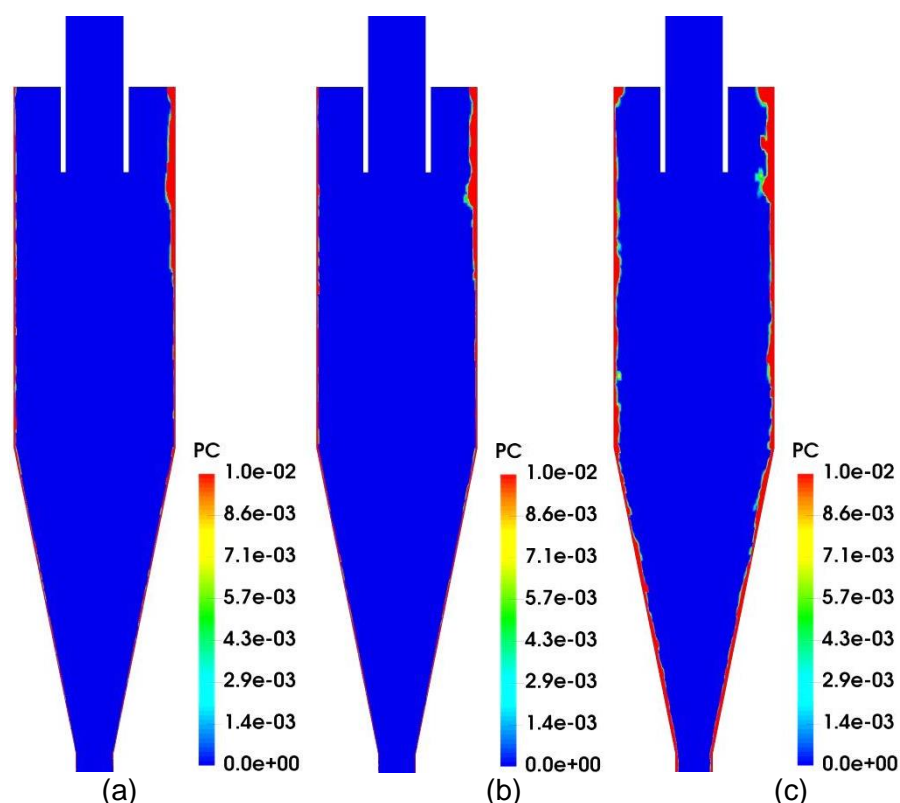


Figura 4.60. Isovalores da concentração de partículas, em um plano XY para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

A Figura 4.60 evidencia a dispersão das partículas para regiões um pouco mais afastadas das paredes do ciclone com o modelo de quatro vias. A Figura 4.61 mostra os isovalores da razão de penetração para os diferentes modelos de acoplamento entre fases.

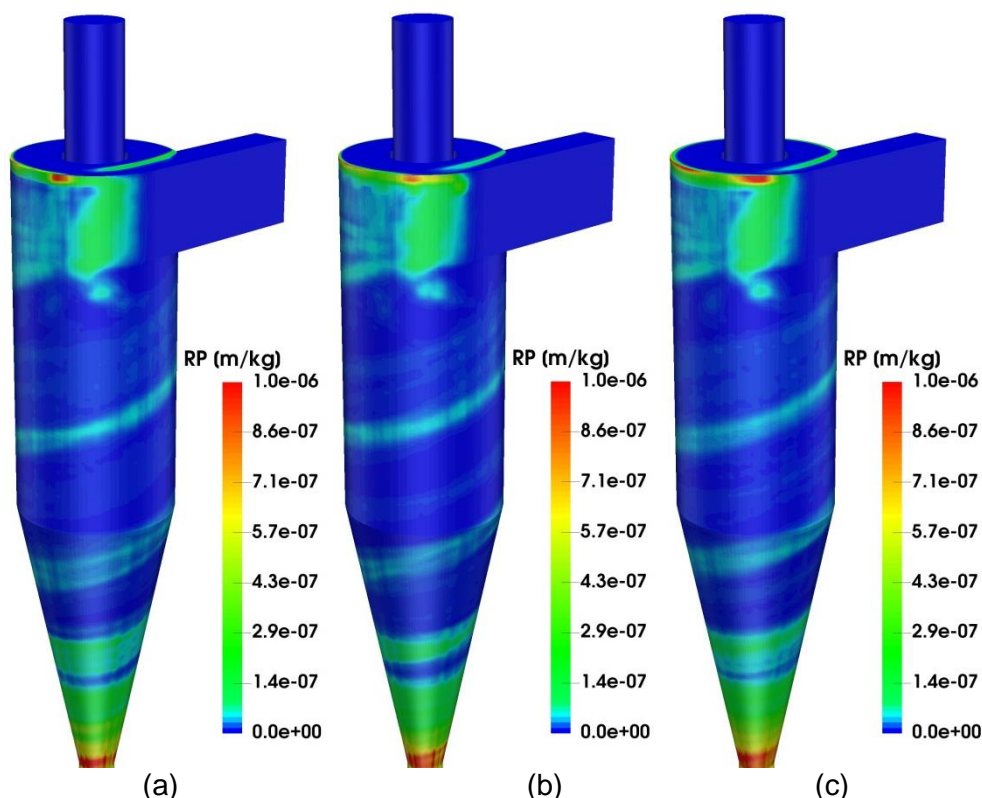


Figura 4.61. Isovalores da razão de penetração para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

Devido à alta concentração de partículas e elevada frequência de impactos, a parte inferior do cone foi a região com maior desgaste, assim como no experimento. Também é possível observar, em todos os casos, o desgaste no topo do cilindro. Este desgaste ocorre devido ao acúmulo de partículas e à elevada frequência de impacto na parede superior do cilindro (Figs. 4.58 e 4.59). O desgaste acentuado na região próxima à entrada do ciclone ocorre devido à alta velocidade de impacto e ao ângulo de impacto.

As regiões mais desgastadas não se alteraram significativamente com os diferentes modelos, porém a magnitude da erosão muda. A Tab. 4.13 mostra os valores das taxas de erosão, no cilindro e no cone, obtidos com os três modelos de acoplamento entre fases.

Tabela 4.13. Taxas de erosão obtidas com os parâmetros da Tab. 4.12

Modelo	Taxa de erosão (g/h)		
	Cilindro	Cone	Total
Uma via	0,2559 (≈27%)	0,7039 (≈73%)	0,9629
Duas vias	0,2686 (≈31%)	0,6750 (≈69%)	0,9436
Quatro vias	0,3007 (≈27%)	0,8234 (≈73%)	1,1241

A taxa de erosão obtida com o modelo de quatro vias foi a maior em relação aos resultados obtidos com os demais modelos. Isto ocorreu devido à dispersão das partículas na parede do ciclone, efeito observado na Fig. 4.55. A área de concentração de partículas na parede do ciclone é maior com o modelo de quatro vias, conseqüentemente espera-se que a área de desgaste também seja maior, como mostrado na Fig. 4.61. O “efeito escudo” ocorre somente nas regiões com alta concentração de partículas, mas neste caso não teve um papel relevante na redução da penetração.

A taxa de erosão no cone em relação à taxa total foi de aproximadamente 73% para o caso com modelo de uma via, 69% para o caso com modelo de duas vias e 73% para o caso com modelo de quatro vias. No experimento realizado por Karri et al. (2011), a taxa de erosão no cone foi de aproximadamente 86% da taxa total do ciclone. A diferença em relação ao experimento deve-se às simplificações realizadas em relação aos tipos de materiais envolvidos, ao desgaste superficial causado pela erosão, que não foi modelado, e também ao acúmulo de partículas na parede superior do cilindro, ocasionando em mais desgaste em tal região. Este efeito é aparentemente não-físico e mais informação experimental é necessária para inferências mais corretas.

Apesar da diferença, os resultados foram satisfatórios do ponto de vista qualitativo. A predição da principal área de desgaste em um ciclone de segundo estágio de uma unidade de FCC foi correta, ou seja, aproximadamente 1/3 da altura do cone a partir da base (Karri et al., 2011).

Também foi avaliada a influência dos modelos de acoplamento entre as fases na velocidade e ângulo de impacto, para o caso com os parâmetros da Tab. 4.12. As Figs. 4.62 e 4.63 mostram os isovalores da velocidade média de impacto e ângulo de impacto médio, variando os modelos de acoplamento entre as fases.

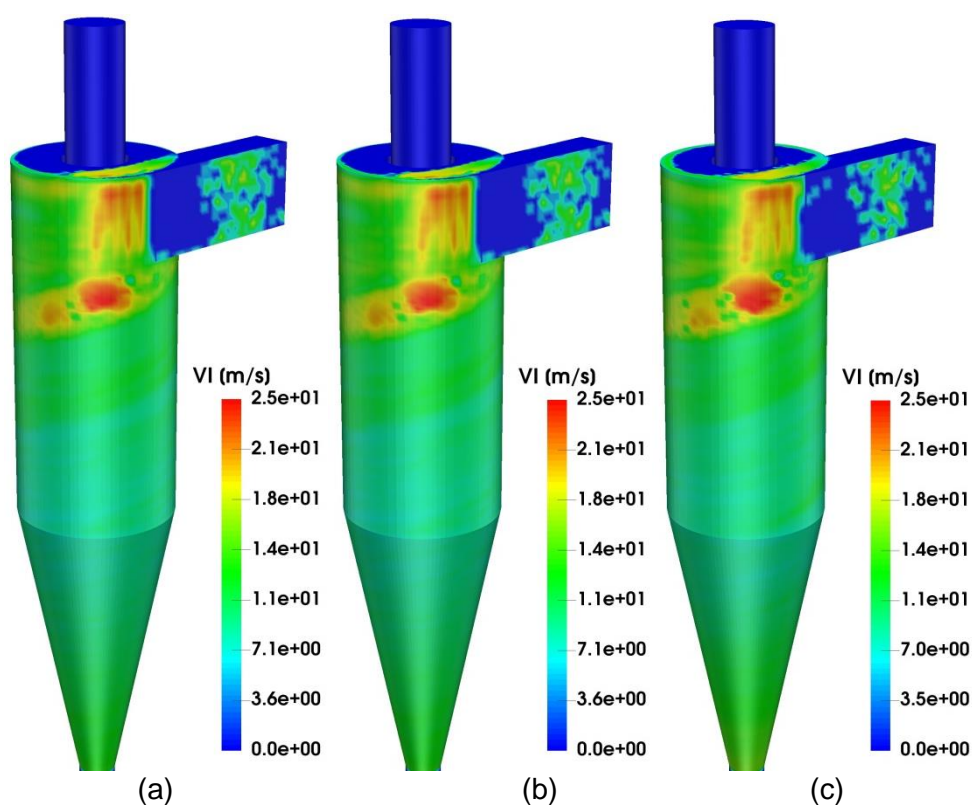


Figura 4.62. Isovalores da velocidade média de impacto para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

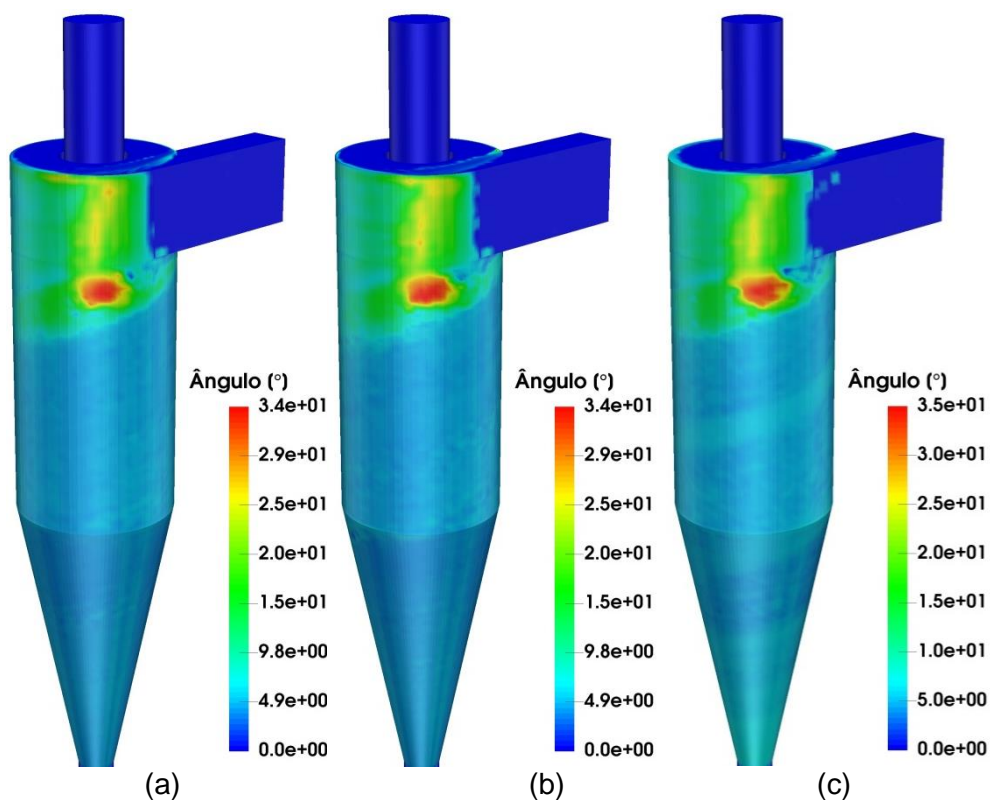


Figura 4.63. Isovalores da ângulo médio de impacto para os casos com os parâmetros da Tab. 4.12, acoplamento de uma (a), duas (b) e quatro vias (c).

Novamente, não houve alterações na velocidade média de impacto com os três modelos utilizados. O ângulo de impacto médio teve um pequeno acréscimo com o modelo de quatro vias, o que pode ter acarretado no aumento na erosão.

Em síntese, simulações em malha mais grosseira, apesar de gerar alguns resultados inconsistentes para o movimento das partículas, foram úteis para a realização de análises paramétricas que nortearam as soluções em malha fina, que por sua vez, incorrem em alto custo computacional. Observou-se que para a carga mássica utilizada nos testes, o efeito das colisões entre partículas não se refletiu em uma alteração relevante da profundidade de penetração, diferentemente de outros dispositivos como curvas, por exemplo. Por outro lado, os efeitos de troca de quantidade de movimento entre fases mostraram-se bastante relevantes para a previsão da erosão.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Foram realizadas simulações numéricas com o intuito de prever a erosão por impacto de partículas em ciclones separadores. As simulações foram realizadas utilizando métodos da Dinâmica dos Fluidos Computacional, com o código computacional desenvolvido no MFLab UNSCYFL3D. Neste código, as equações médias ou filtradas de Navier-Stokes para fluidos Newtonianos e escoamentos incompressíveis são resolvidas utilizando o método dos volumes finitos em malhas não estruturadas. O movimento das partículas obedece ao princípio da segunda lei de Newton, e as forças que as partículas geram no fluido são transmitidas para a solução da fase euleriana através de termos fonte. A modelagem também contempla os efeitos de colisão entre partículas. Nos casos simulados na tese, utilizou-se o modelo de erosão proposto por Oka e Yoshida (2005) para SiO_2 e alumínio.

A maioria dos estudos experimentais sobre erosão em ciclones foi realizada em ciclones com paredes de gesso ou acrílico. Todavia, os modelos que contemplam o desgaste erosivo e o contato entre as partículas e as paredes são para materiais metálicos. Neste contexto, os modelos utilizados no código foram validados com casos cujos materiais envolvidos são próprios para os modelos implementados.

Primeiramente, foram avaliados os modelos para solução do escoamento bifásico. A avaliação ocorreu com base nos resultados experimentais de Laín e Sommerfeld (2008). Tal trabalho consistiu na investigação numérica e experimental do escoamento com partículas em um canal de base retangular. Os resultados obtidos com o código UNSCYFL3D apresentaram boa concordância com os resultados experimentais. Posteriormente, foi realizada a avaliação do modelo para predição da erosão. Esta foi realizada com base nos resultados experimentais de Mazumder et al. (2008). Os autores analisaram o desgaste erosivo causado pelo impacto de partículas angulares de SiO_2 em uma curva de alumínio. Apesar de o modelo Euler-Lagrange utilizado no código ter sido desenvolvido para partículas esféricas, a predição da

erosão na curva foi bem satisfatória. A razão de penetração obtida com as simulações ao longo da curva foi coerente com os resultados experimentais, inclusive na magnitude.

Após a avaliação da capacidade de predição dos modelos, foram simulados casos em um separador ciclônico similar a um ciclone de segundo estágio do regenerador de uma unidade de craqueamento catalítico (FCC). Este ciclone é caracterizado pela alta velocidade na entrada e baixa carga mássica de partículas. Sabe-se que as partículas se acumulam mais na saída inferior do cone, causando um maior desgaste nesta região.

As simulações foram realizadas com a finalidade de analisar a influência de diferentes modelos físicos, diferentes malhas numéricas, considerando ou não a extensão do *dipleg* com um coletor de partículas na saída inferior do ciclone.

Os primeiros casos simulados no ciclone foram na geometria sem *dipleg*, com o modelo de turbulência das tensões de Reynolds (RSM), acoplamento entre fases de uma e quatro vias. Nestes casos, foi verificado um comportamento atípico das partículas. Estas se acumulando em uma órbita na região superior do cone, independente do modelo de acoplamento entre fases utilizado. Para verificar se o comportamento das partículas advinha da solução da fase euleriana, foram simulados casos com um malha mais refinada. Porém, o comportamento das partículas foi o mesmo, mostrando que para as características do caso a modelagem URANS não é a mais adequada para a solução. Em relação aos resultados obtidos em termos de razão de penetração, foi observado que apesar de ângulo e velocidade de impacto serem os fatores mais relevantes na erosão, a frequência de impacto das partículas é a principal responsável pelo desgaste erosivo do ciclone, pois a região com maior frequência de impacto sofreu os maiores valores de razão de penetração. Os efeitos do ângulo e velocidade de impacto são observados no desgaste da região próxima à entrada do ciclone, porém esta não é a região com maior desgaste.

Com o intuito de verificar a influência da modelagem da turbulência, foram simulados casos com o modelo de turbulência de Smagorinsky no ciclone sem *dipleg*. Os resultados obtidos com as equações filtradas foram bem diferentes dos resultados obtidos com as equações médias de Navier-Stokes. As partículas ficaram mais distribuídas ao longo do ciclone e acumularam na região inferior do cone. Todavia, os resultados ficaram aquém do esperado, pois poucas partículas saíram do ciclone. Variando o modelo de acoplamento entre as fases, notou-se que com os modelos de duas e quatro vias as partículas ficaram mais espalhadas ao longo do ciclone, diminuindo a concentração pontual de partículas. As regiões com maior razão de penetração foram as mesmas com os três modelos utilizado. Entretanto, a magnitude da razão de penetração no cone foi maior com o modelo de uma via. Provavelmente devido à alta frequência de impacto obtida com o modelo nesta região. Mais

uma vez foi observado que a região com maior frequência de impacto teve a maior razão de penetração.

As simulações no ciclone sem *dipleg* tiveram um elevado custo computacional devido à dificuldade de convergência da solução. Esta dificuldade ocorreu em função do refluxo nas saídas do ciclone, principalmente na saída inferior. Em relação ao experimento, estes refluxos são irrealistas, pois tipicamente há uma distribuição radial da pressão nestas regiões. Nesta conjuntura, foram simulados casos com *dipleg* acoplado a um coletor na saída inferior do ciclone. Neste ciclone, foram avaliadas as influências dos modelos de acoplamento entre fases, das correlações para o coeficiente de restituição, do modelo de rugosidade, do coeficiente de atrito e do refinamento da malha.

As primeiras simulações no ciclone sem o *dipleg* foram realizadas com o modelo de turbulência de Smagorinsky. Comparando os resultados obtidos com os ciclones com e sem o *dipleg*, pode-se observar um comportamento diferente das partículas no ciclone com o *dipleg*, principalmente com os modelos de duas e quatro vias. As partículas se acumularam em uma região próxima ao topo do cone. Esta discrepância pode ter ocorrido devido à diferença geométrica entre os casos. Contudo, o principal fator da diferença foi o refinamento da malha na parede. O adimensional y^+ na região de interesse da malha sem o *dipleg* foi de aproximadamente 7,6 e o y^+ da malha com *dipleg* foi de aproximadamente 12.

Comparando os resultados obtidos com as correlações do coeficiente de restituição para diferentes pares de materiais, notou-se que o comportamento médio das partículas foi basicamente o mesmo, ou seja, as partículas se acumularam na região do cone e não se movimentaram em direção à saída inferior. As regiões com maior desgaste foram bem similares, porém houve alterações nas magnitudes das razões de penetração em cada região. Também foi observado que as correlações que causaram maiores valores de frequência de impacto, tiveram maiores valores de razão de penetração.

Em relação ao modelo de rugosidade, foi observado que a concentração de partículas na parede diminui com o aumento da rugosidade. Isto ocorre devido à maior dispersão das partículas para o interior do ciclone, já que os ângulos de reflexão variam mais. A faixa de concentração de partículas do cone diminui, mudando o tamanho da região desgastada. Apesar da alteração na concentração de partículas, o aumento da rugosidade não alterou significativamente os valores da frequência de impacto, ocasionando em pouca mudança na magnitude da razão de penetração. De uma maneira geral, a rugosidade não influenciou de forma significativa o escoamento do ciclone, a ponto de mudar a direção do movimento das partículas. Entretanto ocorreram alterações pontuais.

Com a correlação para o coeficiente de atrito proposta por Sommerfeld e Huber (1999), as magnitudes das grandezas analisadas alteraram bastante. Os valores da razão de penetração foram quase uma ordem de grandeza superior aos valores obtidos com coeficiente de atrito de 0,5. Apesar das alterações observadas, as partículas se acumularam no cone e não se movimentaram em direção à saída inferior. Para avaliar melhor o efeito do coeficiente de atrito na erosão, seria necessário simular mais casos variando o coeficiente de atrito, para verificar se a influência advém do valor do coeficiente ou da correlação proposta por Sommerfeld e Huber (1999).

O ciclone com o *dipleg* foi simulado com o modelo RSM. Os resultados foram bem similares aos obtidos com o ciclone sem o *dipleg*, ou seja, as partículas se acumularam em uma órbita na região superior do cone. Todas as malhas utilizadas nos casos com o modelo RSM não possuíam refinamento na parede, devido à dificuldade de convergência inerente do modelo. Contudo, o modelo considera funções de parede. Neste contexto, pode-se concluir que sem o refinamento da malha na camada limite o modelo RSM não adequadamente o escoamento dos casos estudados nesta tese.

Os resultados esperados só foram obtidos com o modelo de Smagorinsky e malha com $y^+ \approx 2$, mostrando a influência da solução correta da camada limite no comportamento das partículas. Com esta malha, as partículas se movimentaram em direção à saída inferior conforme o esperado para um ciclone de segundo estágio de uma unidade de FCC. Houve uma maior concentração de partículas na região inferior do cone e consequentemente uma maior frequência de impacto. Como visto nos resultados anteriores, a frequência de impacto é o fator que causa o maior desgaste erosivo no ciclone. Desta forma, a região inferior do cone teve os maiores valores da razão de penetração, concordando com os resultados experimentais de Karri et al. (2011). Houve um acúmulo de partículas na parede superior do cilindro. Este acúmulo ocorreu provavelmente devido à resolução da malha em tal região ($y^+ > 10$). Comparando os modelos de acoplamento entre as fases, pode-se observar que, em média, não houve grandes alterações nas grandezas avaliadas. As diferenças foram nas magnitudes dos valores avaliados, principalmente com o modelo de quatro vias. Talvez com valores maiores de cargas mássicas, as diferenças seriam maiores.

De forma geral, foi visto que o fator que mais influenciou no comportamento das partículas no ciclone analisado foi a solução da camada limite com o refinamento de malha adequado nas paredes. Também pôde-se observar que o modelo de turbulência RSM não foi adequado para a solução do caso. Em relação à erosão, foi visto que a frequência de impacto das partículas tem muita relevância, já que o ângulo de impacto médio e a velocidade média de impacto não variam muito não na região com maior concentração de partículas. Os

modelos que calculam o impacto das partículas com a parede não alteram significativamente as regiões de erosão. As magnitudes se alteram em cada região, porém estas alterações são relativamente pequenas. A exceção está no modelamento no coeficiente de atrito, porém para avaliar melhor o efeito de tal parâmetro seria necessário estudar mais casos. Tendo em vista as simplificações realizadas, os resultados foram satisfatórios, considerando que a predição da principal área de desgaste em um ciclone de segundo estágio de uma unidade de FCC foi correta e foi possível avaliar a influência da modelagem de vários parâmetros do escoamento bifásico.

Como principais desafios no modelamento de efeitos erosivos em ciclones e outros equipamentos, destacam-se a representação adequada da forma das partículas, deformação da geometria e a determinação dos fatores de atrito e restituição dos materiais envolvidos. Desta forma, têm-se como perspectiva as seguintes atividades:

- Realização de simulações numéricas com refinamento da malha em todas as paredes do ciclone e verificação da sensibilidade paramétrica dos modelos de restituição, rugosidade e atrito.
- Implementação de modelos que contemplem a geometria angulosa das partículas na troca de quantidade de movimento entre fluido e partículas.
- Implementação de um modelo que contemple a deformação causada pelo desgaste erosivo nas paredes da geometria.
- Verificar a influência de dispositivos, como câmaras de vórtices, na erosão em separadores ciclônicos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Ahlert, K., "Effects of particle impingement angle and surface wetting on solid particle erosion of AISI 1018 steel", MS Thesis, University of Tulsa, USA, 1994.
- Andrews J. P., *Philos. Mag.*, Vol. 781, 1929.
- Bardina, J.E., Huang, P.G. e Coakley, T.J., "Turbulence Modeling, Validation, Testing and Development", NASA TM 110446, 1997.
- Bellman, R. e Levy, A., "Erosion mechanism in ductile metals", *Wear* Vol, 70, pp. 1-28, 1981.
- Benson, M., Tanaka, T. e Eaton, J. K., "Effects of Wall Roughness on Particle Velocities in a Turbulent Channel Flow", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 127, pp. 250-256, 2004.
- Bitter, J. G. A., "A Study of Erosion Phenomena - Part 1", *Wear*, Vol. 6, 1962.
- Bitter, J. G. A., "A Study of Erosion Phenomena - Part 2", *Wear*, Vol. 6, 1962.
- Breuer, M., Alleto, M. e Langfeldt, F., "Sandgrain roughness model for rough walls within eulerian-lagrangian predictions of turbulent flows", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 43, pp. 157-175, 2012.
- Chen, Y., "Evolution of FCC - Past Present and Future and The Challenges of Operating a High Temperature CFB System," 10th International Conference on Circulating Fluidized Beds and Fluidization Technology, Spring, 2011.
- Crowe, C., Schwarzkopf, J. D., Sommerfeld, M. e Tsuji Y., "Multiphase Flows with Droplets and Particles", [S.l.]: Taylor & Francis, 1997.
- Crowe, C., Michaeides, E., Schwarzkopf, J. D., "Multiphase Flow Handbook", [S.l.]: Taylor & Francis, 2005.
- Danyluk, S., Shack, W. J., Park, J. Y., "The erosion of a type 310 stainless steel cyclone from a coal gasification pilot plant", *Wear*, Vol. 63, pp. 95-104, 1980.
- Dennis, S. C. R., Singh, S. N., Inghan, D. B., "The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate reynolds numbers", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 101, pp. 257-279, 1980.
- Duarte, C. A. R., Souza, F. J. e Santos, V. F., "Numerical investigation of mass loading effects on elbow erosion", *Powder Technology*, Vol. 283, 2015.
- Evans, A.G. Gulden G.E. e Rosenblatt, M., "Impact damage in brittle materials in the elastic-plastic response regime", *Proc. R. Sot. London*, 1978
- Ferziger, J. H. e Peric, M., "Computational Methods for Fluid Dynamics", Springer, 2002.
- Finnie, I., *Erosion of Surfaces by Solid Particles*, *Wear*, Vol. 3, 1960.
- Forder, A., Thew, M. e Harrison, D., "Numerical investigation of solid particle erosion experienced within oilfield control valves", *Wear*, Vol. 216, pp. 184-93, 1998.
- Fu, S., Launder, B. E. e Leschziner, M. A., "Modeling Strongly Swirling Recirculating Jet Flow with Reynolds-Stress Transport Closures", In *Sixth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Toulouse, France, 1987.

- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H., "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model", *Physics Fluids*, Vol. 3, pp. 1760-1765, 1991.
- Gibson, M. M. e Launder, B. E., "Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer", *J. Fluid Mech*, Vol. 86, pp. 491-511, 1978.
- Grant, G., e Tabakoff, W., "An experimental investigation of the erosion characteristics of 2024 aluminum alloy", Tech. Rep. 73-37, Cincinnati: Department of Aerospace Engineering, University of Cincinnati, 1973.
- Grant, G., e Tabakoff, W., "Erosion prediction in turbomachinery resulting from environmental solid particles. *Journal of Aircraft*", Vol. 12, pp. 471-478, 1975.
- Haselbacher, A., Najjar, F.M. and Ferry, J.P., "An efficient and robust particle-localization algorithm for unstructured grids", *Journal of Computational Physics*, Vol. 225, pp. 2198-2213, 2007.
- Hutchings, I. M., e Winter R. E., "Particle Erosion of Ductile Metals: A Mechanism of Material Removal", *Wear*, Vol. 27, pp. 121-128, 1974.
- Jun, Y. D., e Tabakoff, W., "Numerical-simulation of a dilute particulate flow (laminar) over tube banks", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 116, pp. 770-777, 1994.
- Karri, R. S. B, Cocco, R. e Knowlton, T., *Erosion in Second Stage Cyclones: Effects of Cyclone Length and Outlet Gas Velocity*, 10th International Conference on Circulating Fluidized Beds and Fluidization Technology, Spring, 2011.
- Laín, S. e Sommerfeld, M., "Numerical calculation of pneumatic conveying in horizontal channels and pipes: Detailed analysis of conveying behavior", *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 39, 2012.
- Launder, B. E., Reece, G. J., e Rodi, W., "Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure", *J. Fluid Mech*, Vol. 68, pp. 537-566, 1975.
- Levy, A. e Chik, P., "The effect of erodent composition and shape on the erosion of steel", *Wear* Vol. 89, pp. 151-162, 1983.
- Lien, F. S. e Leschziner, M. A., "Assessment of Turbulent Transport Models Including Non-Linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure", *Computers and Fluids*, Vol. 23, pp. 983-1004, 1994.
- Lilly, D. K., "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method", *Physics Fluids*, Vol. 4, no 3, pp. 633-635, 1992.
- Lord Rayleigh, *The sand blast*, *Nature*, Vol. 93, 1912.
- Lun, C.; Liu, H., "Numerical simulation of dilute turbulent gas-solid flows in horizontal channels", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 23, pp. 575-605, 1997.
- Martins, D. A. M., "Análise Numérica do Fenômeno Vortex Breakdown em escoamentos rotativos", *Dissertação de Mestrado*, Universidade Federal de Uberlândia, Brasil, 2012.
- Mason, J. S. E Smith, B. V. "Erosion of bends by pneumatically conveyed suspensions of abrasive particles". *Powder Technology*, Vol. 6, pp. 323-335, 1972.

- Mazumder, Q. H.; Shirazi, S. A. e Mclaury, B., "Experimental investigation of the location of maximum erosive wear damage in elbows", *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 130, pp. 1-7, 2008.
- Mei, R. "An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite reynolds number", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 18, pp. 145-147, 1992.
- Noriler, D., Vegini, A. A., Soares, C., Barros, A. A. C., Meier, H. F. and Mori, M., "A new role for reduction in pressure drop in cyclones using computational fluid dynamics techniques", *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, v.21, p. 93-101, 2004.
- Oka, Y.I; Okamura, K., Yoshida, T., "Practical estimation of erosion damage caused by solid particle impact Part 1: Effects of impact parameters on a predictive equation", *Wear*, Vol. 259, pp. 95-101, 2005.
- Oka, Y.I e Yoshida, T., "Practical estimation of erosion damage caused by solid particle impact. Part 2: Mechanical properties of materials directly associated with erosion damage", *Wear*, vol. 259, pp. 102-109, 2005.
- Pereira, G. C., Souza F. J. e Martins, D. A. M., "Numerical prediction of the erosion due to particles in elbows", *Powder Technology*, Vol. 261, 2014.
- Rhie, C., Chow, W., "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation", *AIAA Journal*, Vol. 21, pp. 1523-1532, 1983.
- Reppenhagen, J. and Werther, J., "Catalyst attrition in cyclones", *Powder Technology* Vol. 113, pp. 55-69, 1999.
- Reynolds, O., "On the Action of a Blast of Sand in Cutting Hard Materials", *Philos. Mag.*, Vol. 46, pp. 337-343, 1873.
- Rubinow, S. I.; Keller, J. B., "The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 11, pp. 447-459, 1961.
- Saffman, P. G., "The lift on a small sphere in a slow shear flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 22, pp 385-400, 1965.
- Salvo, R. V. "Aplicação da Metodologia Euleriana/Lagrangiana à análise do processo de separação em ciclones", *Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Brasil*, 2013.
- Sedrez, T. A., "Experimentação Numérica e Física da Erosão em Ciclones", *Dissertação de Mestrado, Universidade Regional de Blumenau, Brasil*, 2015.
- Schiller, L. and Naumann, Z., *Ver. Deutsh. Ing.* 77, 318, 1935.
- Smagorinsky. J., "General Circulation Experiments with the Primitive Equations", *Monthly Weather. Rev.* 91, pp. 99-164, 1963.
- Sommerfeld, M., e Huber, N., "Experimental analysis and modelling of particle-wall collisions", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 25, pp. 1457-1489, 1999.
- Sommerfeld, M., "Validation of a stochastic lagrangian modelling approach for interparticle collisions in homogeneous isotropic turbulence", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 27, pp. 1829-1858, 2001.
- Souza, F. J., "UNSCYFL3D Versão 1.11 – Manual Teórico", 2011.

- Souza F. J., Salvo, R. V. e Martins, D. A. M., "Large Eddy Simulation of the gas-particle flow in cyclone separators", Separation and Purification Technology, Vol. 94, June 2012.
- Utikar, R., Darmawan, N., Tade, M., Li, Q., Evans, G., Glenny, M. e Pareek, V., "Hydrodynamic Simulation of Cyclone Separators", Computational Fluid Dynamics, pp. 241-266, 2010.
- Wahl H., e Hartstein F., Strahlverschleiss Franckhsche Verhandlung, Stuttgart, 1946.
- Young, T., "A Course of Lectures on Natural Philosophy and the Mechanical Arts", Printed for J. Johnson, 1807.
- Zheng. M, Chen, G. e Han, J., "Failure analysis on two austenitic stainless steels applied in cyclone separators of catalytic cracking unit", Engineering Failure Analysis, 2010.
- Zughbi, H. D., Schwarz, M. P., Turner, W. J. e Hutton, W., "Numerical and experimental investigations of wear in heavy médium cyclones", Minerals Engineering, Vol. 4, pp. 245-262, 1991.